N° d'ordre 434

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude LEGRAND

Ingénieur E.N.S.E.E.H.T.

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA RHEOLOGIE DU BETON FRAIS

Soutenue le 27 Avril 1971 devant la Commission d'Examen

MM. L. CAPDECOMME — Président

J. FARRAN
R. L'HERMITE
J.C. MASO — Examinateurs

N° d'ordre 434

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude LEGRAND

Ingénieur E.N.S.E.E.H.T.

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA RHEOLOGIE DU BETON FRAIS

Soutenue le 27 Avril 1971 devant la Commission d'Examen

MM.	L. CAPDECOMME	Président
	J. FARRAN	Examinateurs
	R. L'HERMITE	
	J.C. MASO	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE PAUL SABATIER TOULOUSE

- D I R E C T I O N D E L ' U N I V E R S I T E -

M. LARENG ..... Président
M. MATHIS ..... 1er Vice-Président
M. MARTIN ..... 2ème Vice-Président

- H O N O R A R I A T -

M. BLAIZOT ..... Doyen honoraire
M. CAPDECOMME ..... Doyen honoraire, Recteur honoraire
M. DELTHEIL ..... Doyen honoraire, Recteur honoraire, Professeur honoraire
M. DUPOUY ..... Membre de l'Institut, Doyen honoraire, Directeur Général honoraire du C.N.R.S., Professeur honoraire
M. DURAND ..... Doyen honoraire
M. FOUCHE ..... Professeur honoraire
M. GAUSSENS ..... Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. JACQUES ..... Professeur honoraire
M. MIGNONAC ..... Professeur honoraire
M. MORQUER ..... Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. SECONDAT ..... Professeur honoraire
M. TEISSIE-SOLIER ..... Professeur honoraire
M. VANDEL ..... Professeur honoraire, Membre de l'Institut

- P R O F E S S E U R S -

M. ESCANDE ..... Mécanique des Fluides, Membre de l'Institut
M. CASTERAS ..... Géologie, Correspondant de l'Institut
M. BEDOS ..... Chimie
M. CAPDECOMME ..... Minéralogie
M. DUPIN ..... Radioélectricité
M. NOUVEL ..... Biologie Générale
M. GALLAIS ..... Chimie, Correspondant de l'Institut
M. DURAND ..... Physique
M. FERT ..... Physique
M. DIEHL ..... Agronomie
M. LESBRE ..... Chimie Organique
M. BRUNEL ..... Physiologie Végétale

M. HURON ..... Mathématiques Appliquées
M. MARGULIS ..... Pédologie
M. TRICHE ..... Chimie Analytique et Spectrographie
M. LEDOUX ..... Zoologie Appliquée
M. RIVALS ..... Agriculture
M. PERRIER ..... Physique
M. MATHIS ..... Chimie
M. ORLIAC ..... Géochimie et Minéralogie
M. LAFOURCADE ..... Physique
M. ANGELIER ..... Zoologie
Melle de FERRE ..... Botanique
M. FARRAN ..... Minéralogie et Géotechnique
M. LAUDET ..... Physique Théorique et Calcul Numérique
M. SERFATY ..... Biologie Animale
M. NOUGARO ..... Hydraulique Générale et Appliquée
M. LAGASSE ..... Electrotechnique
M. GARDY ..... Génie Chimique
M. BLANC ..... Physique Nucléaire
M. BIREBENT ..... Electronique Appliquée
M. VOIGT ..... Chimie Minérale
M. LEREDDE ..... Botanique
M. LELUBRE ..... Géologie
M. TROCHAIN ..... Botanique
M. MASDUPUY ..... Chimie
M. LALAGUE ..... Mathématiques Générales
M. DESSENS ..... Physique du Globe, Correspondant de l'Institut
M. BOUIGUE ..... Astronomie
M. COUCHET ..... Physique
M. LEJEUNE ..... Chimie
M. LASCOMBES ..... Botanique
M. ASSELINEAU ..... Chimie Biologique
M. MAURET ..... Chimie Systématique
M. AGID ..... Physiologie
M. MONTANT ..... Cryptogamie
M. GAUTIER ..... Physique
M. CRUMEYROLLE ..... Mathématiques
M. GOURINARD ..... Géologie
M. PULOU ..... Minéralogie
M. CAMBOU ..... Physique Spatiale
M. MIQUEL ..... Chimie
M. LACOSTE ..... Electrotechnique
M. THIBAULT ..... Mécanique Rationnelle et Appliquée
M. MONTEL ..... Chimie Physique et Electrochimie
M. MASCART ..... Mathématiques
M. MEDIONI ..... Psychophysiologie
M. THIRRIOT ..... Hydrodynamique E.N.S.E.I.H.T.
M. BRENON ..... Géologie
M. LAFON ..... Calcul Différentiel et Intégral
M. RAYNAUD P ..... Physiologie Animale
M. ZALTA ..... Chimie Biologique
M. SEVELY ..... Electrotechnique
M. POMMIEZ ..... Mathématiques
M. REY ..... Biologie Végétale
M. COULOMB ..... Physique

M. TRINQUIER ..... Physique
M. MARONI ..... Chimie
M. BEETSCHEN ..... Biologie Générale
M. GRUAT ..... Mécanique des Fluides (Hydraulique)
M. DERACHE ..... Physiologie Animale

- P R O F E S S E U R S A S S O C I E S -

M. MANSOUR
M. SAKUMA
M. PARKS

- P R O F E S S E U R S S A N S C H A I R E -

M. HAMANT ..... Botanique
Mme BRUNEL ..... Physiologie Végétale
Melle BERDUCOU ..... Physiologie Végétale
M. PICCA ..... Physique
M. MERIC ..... Mathématiques Appliquées
Mme LECAL ..... Zoologie
M. BUGAREL ..... Génie Chimique
M. MIROUSE ..... Géologie
M. PILOD ..... Physique
M. LARROQUE ..... Physique
M. BARRANS ..... Chimie
Mme LAFON ..... Mathématiques
Melle LAPEYRE ..... Mathématiques - Informatique
M. DAT ..... Mécanique des Fluides
M. JEANNIN ..... Chimie Minérale
M. BERTRAND ..... Chimie
M. SATGE ..... Chimie Organique
M. DESQ ..... Mathématiques
M. MAHENC ..... Chimie
M. LATTES ..... Chimie
M. ROCARD ..... Electronique
M. DEGEILH ..... Physique
M. FALLOT ..... Biologie Végétale (Viticulture et Arboriculture)
M. POILBLANC ..... Chimie
M. TOUZE ..... Physiologie Végétale
M. FRASNAY ..... Mathématiques
M. CASSAGNAU ..... Zoologie
M. GUERIN ..... Mathématiques

-MAITRES DE CONFERENCES-

M. BLANCHARD ..... Mathématiques
M. HOFFMANN ..... Electronique
M. BITSCH ..... Zoologie
M. FONTAN ..... Physique Nucléaire
M. PESCIA ..... Physique
M. SICARD ..... Biologie Génétique
M. CAUSSINUS ..... Mathématiques Appliquées
M. DE LOTH ..... Chimie Physique
M. MARTY ..... Physique Industrielle
M. BAUDRAS ..... Chimie Biologique
M. DURAND Ph. ..... Physique
M. LEFEUVRE ..... Electronique E.N.S.E.I.H.T.
M. SOUQUET ..... Géologie
M. SAPORTE ..... Physique
M. ATTEIA ..... Mathématiques
M. ENJALBERT ..... Chimie
M. IMBERT ..... Psychophysiologie
M. SCHNEIDER ..... Biologie Cellulaire
M. ANGELINO ..... Génie Chimique
M. MARTIN ..... Génie Electrique
M. THENOZ ..... Génie Civil
M. DABOSI ..... E.N.S.C.
M. CALVET ..... Mécanique des Fluides (E.N.S.E.I.H.T.)
M. PAGANI ..... Physique
M. CUPPENS ..... Mathématiques
M. PERENNOU ..... Informatique
M. REY ..... Génie Electrique
M. MATHIEU ..... Chimie Analytique
M. TRANNOY ..... Physique (E.N.S.E.I.H.T.)
M. CASTAGNETTO ..... Mathématiques (E.N.S.E.I.H.T.)
M. CASTAN ..... Informatique
M. GILOT ..... Génie Chimique (Institut du Génie Chimique)
M. LANTELME ..... Chimie Industrielle
M. CALMON ..... Techniques Agricoles
M. TRUCHASSON ..... Mécanique
Melle BARBANCE ..... Mathématiques
M. VERDIER ..... Physique
M. GILLY ..... Génie Mécanique
M. VEDRENNE ..... Mesures Physiques

-MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES-

M. PUN

- C H A R G E S D ' E N S E I G N E M E N T -

M. BEAUFILS ..... Informatique
M. DARROZES ..... Mécanique
M. PRADINES ..... Mathématiques
M. BARTHET ..... Mathématiques

PERSONNEL DE L'UNIVERSITE AFFECTE A L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE TOULOUSE

- P R O F E S S E U R S -

M. ROQUES ..... Chimie Industrielle
M. GRATELOUP ..... Génie Electrique
M. MASO ..... Génie Civil

- P R O F E S S E U R S S A N S C H A I R E -

M. CASSIGNOL ..... Génie Electrique
M. COLLETTE ..... Physique

- M A I T R E S D E C O N F E R E N C E S -

M. FAGET ..... Physique
M. SCHUTTLER ..... Physique
M.MIRA ..... Génie Electrique
M. LETURCQ ..... Génie Electrique
M. SIRIEYS ..... Génie Civil
M. DURAND G. ..... Chimie
M. CARRARA ..... Physique

- C H A R G E S D ' E N S E I G N E M E N T -

M. BROUSSEAU ..... Physique
M. LACAZE ..... Mathématiques

- A D M I N I S T R A T I O N -

M. PRINEAU ..... Secrétaire Général de l'Université Paul Sabatier

" CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA

RHEOLOGIE DU BETON FRAIS ".

S O M M A I R E

INTRODUCTION

PREMIERE PARTIE

L E S M E S U R E S E N R H E O L O G I E
D E S M O R T I E R S

I. RAPPELS DE NOTIONS FONDAMENTALES.

I - 1. Définitions.

I - 2. Comportements rhéologiques.

I - 3. Thixotropie.

II. DESCRIPTION DES APPAREILS.

III. COURBES D'ECOULEMENT DES CORPS SANS MEMOIRE.

III -1. Conditions concernant l'écoulement.

III -2. Calculs de la contrainte de cisaillement et du gradient de vitesse pour un corps de Bingham.

III -3. Calculs de la contrainte de cisaillement et du gradient de vitesse pour un corps exclusivement visqueux.

IV. COURBES D'ECOULEMENT DES MORTIERS FRAIS.

IV - 1. Influence du temps sur la contrainte de cisaillement dans les mortiers frais au repos.

IV - 2. Influence du temps sur la contrainte de cisaillement dans les mortiers frais vibrés.

IV - 3. Conséquences sur l'interprétation des enregistrements.

IV - 4. Conclusion générale.

V. MODE OPERATOIRE.

V - 1. Préparation de l'échantillon.

V - 2. Mesure du seuil de cisaillement maximum.

V - 3. Courbe d'écoulement du mortier frais au repos.

V - 4. Courbe d'écoulement du mortier frais vibré.

DEUXIEME PARTIE

L E S C O M P O R T E M E N T S R H E O L O G I Q U E S D E S M O R T I E R S

VI. INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN SOLIDE SUR LE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE DES MORTIERS.

VI - 1. Concentration volumique en solide.

VI - 2. Evolution des courbes d'écoulement.

VI - 3. Observations.

VI - 4. Généralisation - Conclusion.

VII. INFLUENCE DE LA FORME DES PARTICULES SUR LE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE DES MORTIERS.

VII -1. Composition des mortiers utilisés.

VII -2. Résultats.

VII -3. Interprétation.

VIII. ETUDE DU SEUIL DE DILATANCE.

VIII-1. Définitions.

VIII-2. Rôle joué par la compacité de la phase solide dans l'apparition de la dilatance.

VIII-3. Rôle joué par la phase gazeuse dans le comportement rhéologique des mortiers.

IX. ETUDE DU SEUIL D'INSTABILITE.

IX - 1. Méthode expérimentale et résultats.

IX - 2. Etude de l'"effet de peau".

TROISIEME PARTIE

L'INFLUENCE DE LA COMPOSITION DES MORTIERS SUR LEUR VISCOSITE.

X. INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN SOLIDE SUR LA VISCOSITE DES MORTIERS.

X - 1. Variation du seuil de cisaillement des mortiers au repos.

X - 2. Variation de la contrainte de cisaillement des mortiers vibrés.

X - 3. Généralisation - Conclusions.

XI. INFLUENCE DE LA GRANULOMETRIE DE LA PHASE SOLIDE SUR LA VISCOSITE DES MORTIERS.

XI - 1. Influence de la granulométrie sur les coefficients α et β.

XI - 2. Influence de la granulométrie sur les coefficients A_o et B_o.

XII. INFLUENCE DE LA FORME DES GRANULATS SUR LA VISCOSITE DES MORTIERS.

XII -1. Composition des mortiers.

XII -2. Résultats.

XII -3. Influence de la forme des granulats sur les coefficients α et β.

XII -4. Influence de la forme des granulats sur les coefficients A_o et B_o.

XII -5. Conclusion.

XIII. EXISTENCE D'AUTRES FACTEURS, LIES A LA NATURE DES GRANULATS NOTAMMENT, INTERVENANT SUR LA VISCOSITE DES MORTIERS.

XIII-1. Méthode employée.

XIII-2. Calcul des coefficients.

XIII-3. Résultats et interprétation.

XIII-4. Conclusion.

CONCLUSION

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

TABLEAU DES PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES

A : placé en indice ou en exposant d'un autre symbole, signifie que ce dernier se rapporte à des granulats anguleux.

C : concentration en solide par rapport au volume total solide plus liquide $\left(C = \frac{V_S}{V_S + V_E}\right)$.

C_p : compacité.

d : placé en indice d'un autre symbole, signifie que ce dernier se rapporte à un mortier au seuil de dilatance.

d_m : diamètre moyen.

i : placé en indice d'un autre symbole, signifie que ce dernier se rapporte à un mortier au seuil d'instabilité.

M : moment d'une force.

N : nombre spécifique.

S : placé en indice ou en exposant d'un autre symbole, signifie que ce dernier se rapporte à des granulats sphériques.

t : temps.

V_A : volume gazeux.

V_E : volume liquide.

V_S : volume solide.

v_A : concentration en gaz $\left(v_A = \frac{V_A}{V_A + V_E + V_S}\right)$.

v_E : concentration en liquide $\left(v_E = \frac{V_S}{V_A + V_E + V_S}\right)$.

v_S : concentration en solide $\left(v_S = \frac{V_S}{V_A + V_E + V_S}\right)$.

ε' : permittivité électrique par rapport au vide.

$\dot{\varepsilon}$: vitesse de déformation - gradient de vitesse.

η_{pl} : coefficient de viscosité plastique.

$\tilde{\omega}$: poids spécifique.

σ : surface spécifique.

τ : contrainte de cisaillement.

τ_o : seuil de cisaillement.

ψ_L : coefficient de forme de LOUDON.

Ω : vitesse de rotation.

Nous devons à la haute bienveillance de Monsieur le Professeur FARRAN, Directeur Général de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, d'avoir pu effectuer ce travail dans les Laboratoires du Département de Génie Civil, et de nous faire l'honneur de faire partie de notre jury.

C'est sous la direction de Monsieur le Professeur MASO que nous avons conduit nos recherches. Après nous avoir proposé cette étude, il nous a permis de mener à bien notre travail en nous faisant profiter sans relâche de sa très haute compétence. Il nous a apporté aide scientifique et soutien moral sans jamais ménager son temps, malgré les nombreuses préoccupations que lui imposent ses fonctions. Nous lui en exprimons notre gratitude la plus profonde et la plus sincère.

Notre très grande reconnaissance va à Monsieur le Professeur CAPDECOMME, Directeur du Laboratoire de Minéralogie de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, qui a bien voulu se pencher sur nos travaux. Nous faisant profiter de sa grande expérience et de ses vastes connaissances, il a su nous prodiguer les conseils qu'il fallait pour donner à notre recherche les orientations fécondes.

Monsieur L'HERMITE, Directeur Général de la Recherche de l'Union Technique Interprofessionnelle des Fédérations Nationales du Bâtiment et des Travaux Publics, a bien voulu faire partie de notre jury d'examen. Nous mesurons l'honneur qu'il nous fait et nous l'en remercions très respectueusement.

Nous avons bénéficié de l'aide la plus cordiale de nos camarades de Laboratoire.

Toulouse, Mars 1971.

INTRODUCTION

Un béton est un mélange constitué de grains solides enrobés dans un liant (*).

Lorsqu'il est frais -c'est-à-dire avant le début de prise du liant- il doit pouvoir s'écouler pour donner, en durcissant, une roche artificielle de contour géométrique déterminé par la forme du moule.

L'étude rhéologique du béton frais est d'une grande importance, tant pour le chantier que pour le laboratoire.

En effet, sur le chantier, il ne suffit pas de choisir avec soin la nature et les proportions des différents éléments entrant dans la composition d'un béton pour obtenir, après durcissement, les meilleures résistances mécaniques ; encore faut-il réaliser correctement le moulage et, pour cela, il est nécessaire de respecter les lois suivant lesquelles le béton frais peut s'écouler et remplir l'espace qui lui est offert avec un maximum de compacité et un minimum de séparation des constituants (ségrégation et ressuée (**).

Au laboratoire, la plupart des recherches concernant le béton durci consiste à étudier l'évolution de certaines propriétés de ce matériau lorsque l'un des facteurs de sa composition varie ; or, tout changement dans la nature ou les proportions des constituants d'un béton apporte des modifications importantes à ses propriétés rhéologiques. Si on n'adapte pas, à ces dernières, les conditions dans lesquelles le moulage est réalisé, la compacité du matériau durci varie ; les échantillons ne sont alors plus comparables entre eux et les interprétations que l'on peut donner ultérieurement des résultats d'essais réalisés sur ces échantillons sont incertaines.

Jusqu'à présent, on a pu tourner la difficulté en effectuant, a posteriori, un contrôle permettant de vérifier que la compacité est bien la même pour tous les échantillons (1) ; mais cela entraîne une multiplication des essais. Seule la connaissance des

---

(*) La présente étude est consacrée aux bétons constitués de granulats minéraux, de liants hydrauliques et d'eau et non aux bétons bitumineux ni aux bétons de résine.

(**) Ségrégation : séparation des phases solides en fonction de leurs dimensions.

Ressuée : séparation de la phase liquide des phases solides.

propriétés rhéologiques du béton frais peut fournir les moyens les plus simples de résoudre le problème.

Cependant, la rhéologie des bétons frais n'a été que très peu étudiée. Le plus souvent, les résultats des mesures effectuées dans ce domaine s'expriment en temps de vidange de récipients bien définis (plasticimètre MEYNIER-ORTH, cône de PILNY), en profondeur d'enfoncement d'appareils calibrés (boulet de KELLY, sonde de HUMM), en hauteur d'affaissement (slump-test), etc.. Ces données conduisent à des notions d'"ouvrabilité", de "maniabilité" ou de "workabilité" tout à fait subjectives et inaptes à caractériser avec rigueur les propriétés rhéologiques du béton frais.

Seuls, quelques appareils comme le "mobility-meter" de FORSLIND, le "rigidimètre" de L'HERMITE ou le viscosimètre coaxial du C.E.R.I.L.H. donnent des résultats s'exprimant en termes d'amortissement visqueux, de seuil de cisaillement ou de coefficient de viscosité qui sont des grandeurs rhéologiques. Au cours des dernières années, par ces moyens, plusieurs chercheurs ont voulu s'affranchir de l'empirisme des études rhéologiques antérieures et ont publié d'importants travaux ; nous citerons BERGSTRÖM (2) et ERIKSSON (3) en Suède, NESSIM et WAJDA en Angleterre, L'HERMITE et BOMBLED en France, POWERS aux Etats-Unis d'Amérique.

D'après BOMBLED (4)[a], notamment, les grains les plus gros entrant dans la composition d'un béton n'ont qu'un effet de masse et le rôle le plus important dans la rhéologie des bétons frais est joué par les éléments fins. Nous avons donc choisi d'étudier les propriétés rhéologiques de mortiers (*) frais constitués d'éléments dont les dimensions ne dépassaient pas 2 mm environ.

Le comportement rhéologique des mortiers, qui s'est avéré être le plus souvent anormal (**), nous a amené, dans un premier temps, à définir des caractéristiques rhéologiques et à mettre au point un appareillage adapté à leur détermination. Ce travail est décrit dans la première partie de notre mémoire.

(*) Nous désignerons ainsi la fraction fine des bétons et non les matériaux utilisés, en pratique, pour la confection de chapes ou d'enduits par exemple.

(**) Un comportement rhéologique est dit "anormal" lorsqu'il n'est pas newtonien.

La deuxième partie a été consacrée à l'étude des changements de comportement rhéologique des mortiers frais sous l'effet de vibrations, de variations de la concentration en solide ou d'un changement de forme des granulats.

Dans la troisième partie, nous nous sommes proposé d'étudier l'influence sur la viscosité du mortier frais de la concentration, de la granulométrie et de la forme des particules solides. Nous avons cherché en outre si d'autres facteurs, liés à la nature des granulats, intervenaient également sur la viscosité des mortiers.

PREMIERE PARTIE

LES MESURES EN RHEOLOGIE DES MORTIERS

CHAPITRE I

RAPPELS DE NOTIONS FONDAMENTALES

Avant d'aborder l'étude de la rhéologie du mortier frais, nous avons estimé opportun de rappeler quelques notions de Rhéologie Générale. Le lecteur déjà familiarisé avec cette discipline pourra passer directement au chapitre suivant. Toutefois, un manque de normalisation subsistant encore dans certaines définitions, nous pensons qu'il devrait vérifier la concordance des termes que nous avons employés avec ceux qu'il utilise habituellement.

I - 1. DEFINITIONS (5).

I - 1-1. Equation d'état rhéologique.

On appelle équation d'état rhéologique toute équation liant les valeurs des contraintes aux déformations et à leurs dérivées de divers ordres par rapport au temps.

En coordonnées cylindriques, les composantes des tenseurs des contraintes et des vitesses de déformation sont représentées respectivement par les tableaux suivants :

$$\sigma_{ij} = \begin{Vmatrix} \sigma_r & \tau_{r\theta} & \tau_{rz} \\ \cdot & \sigma_\theta & \tau_{\theta z} \\ \cdot & \cdot & \sigma_z \end{Vmatrix} \qquad \dot{\varepsilon}_{ij} = \begin{Vmatrix} \dot{\varepsilon}_r & \dot{\varepsilon}_{r\theta} & \dot{\varepsilon}_{rz} \\ \cdot & \dot{\varepsilon}_\theta & \dot{\varepsilon}_{\theta z} \\ \cdot & \cdot & \dot{\varepsilon}_z \end{Vmatrix}$$

En viscométrie classique, ces tenseurs se réduisent à une seule composante :

$\sigma_{ij} = \tau_{r\theta} = \tau$,

$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{r\theta} = \dot{\varepsilon}$ et l'équation d'état rhéologique s'écrit

$\tau = f(\dot{\varepsilon})$.

$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{r\theta}$ est habituellement désigné sous le nom de gradient de vitesse.

I - 1-2. Viscosité.

La viscosité est une propriété physique qui traduit une dépendance entre la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse.

L'équation d'état rhéologique d'un corps caractérise sa viscosité.

I - 1-3. Courbe d'écoulement.

On appelle courbe d'écoulement la courbe représentative de l'équation d'état rhéologique.

I - 2. COMPORTEMENTS RHEOLOGIQUES (5).

Nous avons tracé, sur la figure I-1, divers types de courbes d'écoulement. Chacun d'eux est caractéristique des comportements rhéologiques décrits ci-après.

I - 2-1. Comportement exclusivement visqueux.

Un comportement est dit exclusivement visqueux si l'écoulement se produit dès qu'il y a une contrainte de cisaillement, si petite soit elle. C'est le cas des corps newtoniens (courbe 1), pseudoplastiques ou fluidifiants (courbe 2) et dilatants (courbe 3).

I - 2-2. Comportement visco-plastique.

Un comportement est dit visco-plastique si l'écoulement ne se produit que lorsque les contraintes dépassent une valeur minimum, appelée seuil de cisaillement (ou seuil de plasticité). Nous distinguerons parmi les comportements visco-plastiques, le comportement binghamien (courbe 4) et le comportement dilatant (courbe 5).

I - 3. THIXOTROPIE.

On dit qu'il y a "thixotropie" lorsque la durée du cisaillement intervient dans l'équation d'état rhéologique, le corps retrouvant son état initial après un temps de repos plus ou moins long. La thixotropie conduit à une hystérèse à boucle fermée pour les courbes d'écoulement (figure I-2).

Lorsque le corps ne retrouve pas intégralement son état initial, on parle de "fausse-thixotropie" et on obtient des courbes d'écoulement présentant une hystérèse à boucle ouverte (figure I-2).

COMPORTEMENTS RHEOLOGIQUES
COURBES D'ECOULEMENT

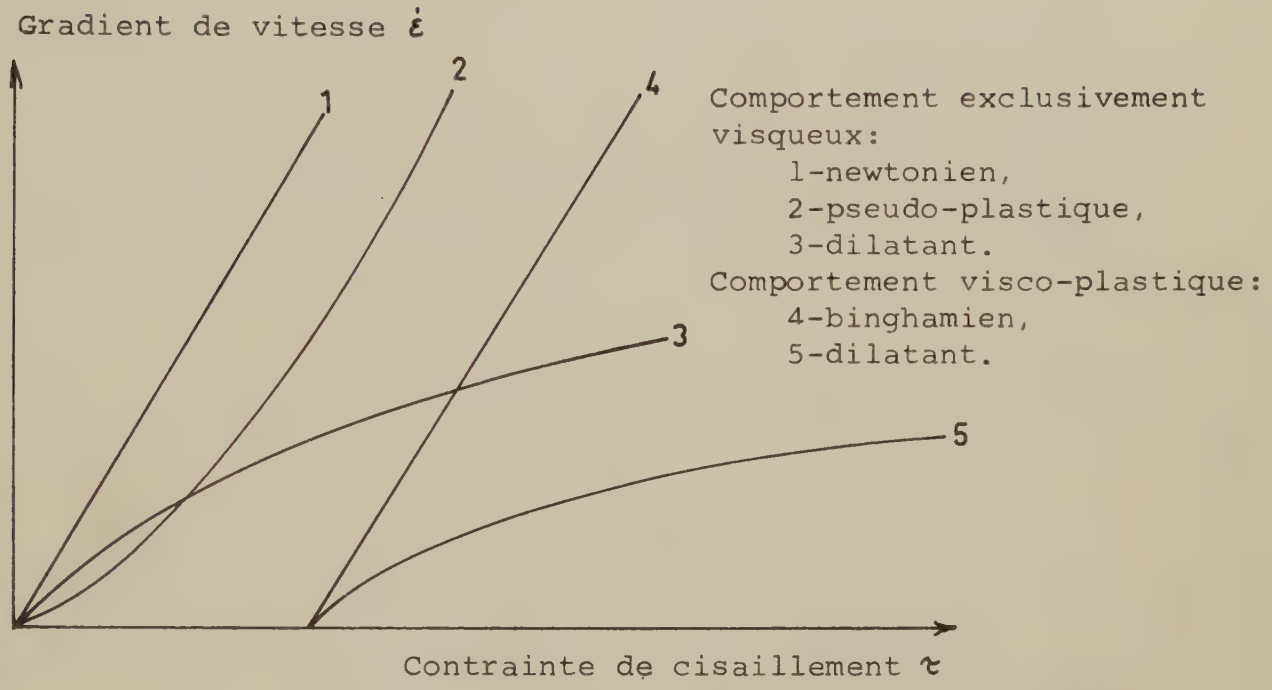


FIGURE I-1

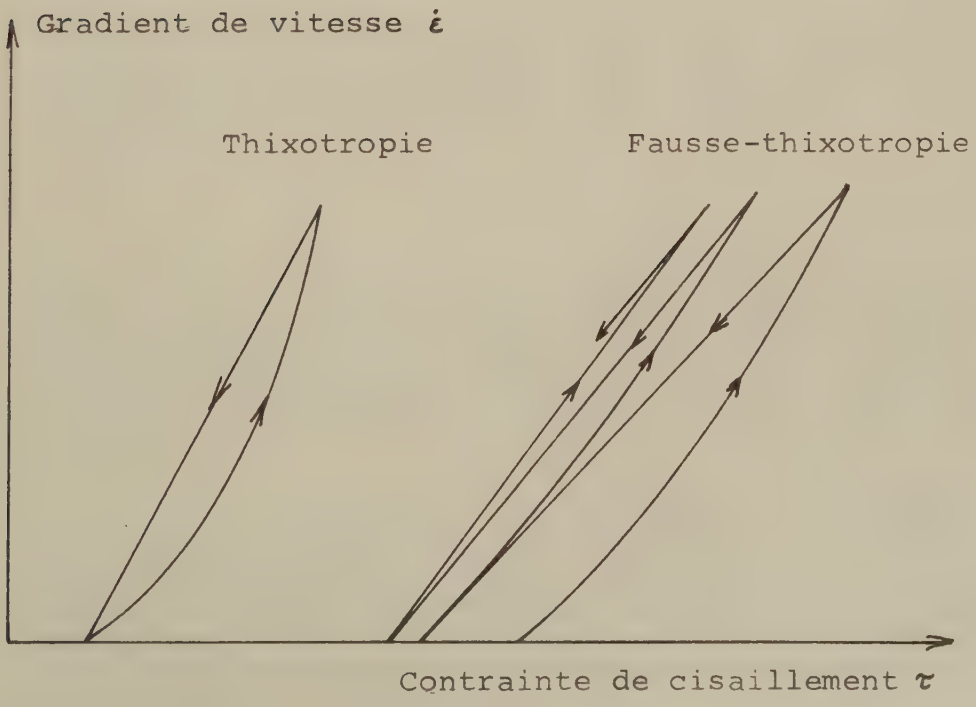


FIGURE I-2

CHAPITRE II

DESCRIPTION DES APPAREILS

Lorsque la courbe d'écoulement d'un corps est une droite, on caractérise sa viscosité par deux coefficients indépendants du gradient de vitesse : le seuil de cisaillement τ_o et le coefficient de viscosité plastique η_{pl}. L'équation d'état rhéologique s'écrit alors

$\tau = \tau_o + \eta_{pl}\ \dot{\varepsilon}$ (fluide de BINGHAM).

Lorsque, au contraire, la courbe d'écoulement d'un corps n'est pas une droite, l'équation d'état rhéologique se met habituellement sous la forme d'un développement en série de Taylor :

$$\dot{\varepsilon} = \left[\frac{1}{\eta_o} + \sum_{n=1}^{n} \frac{1}{(2n+1)!}\ f^{(2n+1)}(\tau_o)\ (\tau - \tau_o)^{2n}\right](\tau - \tau_o) \quad (6)^a$$

Comme nous le verrons par la suite, la courbe d'écoulement des mortiers frais n'est pas toujours une droite. L'exploitation des coefficients -que l'on peut toujours calculer- de l'équation précédente, en vue de l'interprétation des phénomènes observés, s'est avérée, alors, très difficile.

Nous avons donc entrepris de tracer expérimentalement les courbes d'écoulement afin de pouvoir raisonner sur elles, sans avoir à en rechercher systématiquement l'équation.

Un des appareils les mieux adaptés au tracé des courbes d'écoulement est le viscosimètre à cylindres coaxiaux du type COUETTE. Nous avons initialement pensé à l'utiliser directement, mais cet appareil présente des inconvénients lorsqu'on opère avec du mortier frais. Il a donc fallu le modifier en vue de notre étude.

La précision d'un viscosimètre coaxial est, en grande partie, conditionnée par la dimension e de l'espace compris entre les deux cylindres. Quand e croît, la précision diminue ; toutefois, à partir d'une certaine valeur de e, la précision des granulats impose, pour e, une valeur suffisante pour qu'on puisse utiliser des cylindres extérieurs relativement grands, sans changer la précision des mesures.

Nous avons choisi un viscosimètre dont le diamètre du cylindre extérieur est tel que la valeur de e peut être considérée comme infinie. Ce choix a permis d'éviter les difficultés de positionnement du cylindre mobile dans la cuve de mesure. Cette dernière est fixée sur une table vibrante et isolée du reste de l'appareillage.

Pour éviter la transmission des vibrations à la tête de mesure par l'intermédiaire de l'échantillon placé dans la cuve, nous avons relié la tête mobile au reste de l'appareillage par une suspension à la Cardan. Ce système, par les degrés de liberté qu'il présente, peut modifier, en cours de mesure, la géométrie d'un équipage coaxial, mais le choix d'un milieu infini pallie cet inconvénient.

Décrivons plus en détail l'appareillage utilisé. La figure II-1 donne le schéma de ce dispositif et la figure II-2 sa photographie.

La pièce maîtresse est un viscosimètre ROTOVISKO (*). Un mobile ⑥ tourne à des vitesses variables dans un milieu supposé infini. Comme dans tout viscosimètre à rotation, la mesure réside dans l'appréciation du couple qui s'oppose à la rotation du mobile. Ce dernier est entraîné par un axe mû par un moteur contenu dans un pupître de commande ①. La liaison entre le moteur et le mobile est assurée par un raccord flexible ③. Le mobile est attaché à l'axe par une suspension à la Cardan ⑤ qui permet d'absorber les efforts transversaux et les vibrations. L'axe comporte deux parties, reliées entre elles par un dynamomètre à ressort. Ce dernier se déforme plus ou moins suivant la résistance qui s'oppose à la rotation du mobile ; cette déformation est transformée, par un potentiomètre, en un signal électrique envoyé au pupître de commande, où il provoque le déplacement de l'aiguille d'un galvanomètre ou celui de la plume d'un enregistreur potentiométrique ⑦.

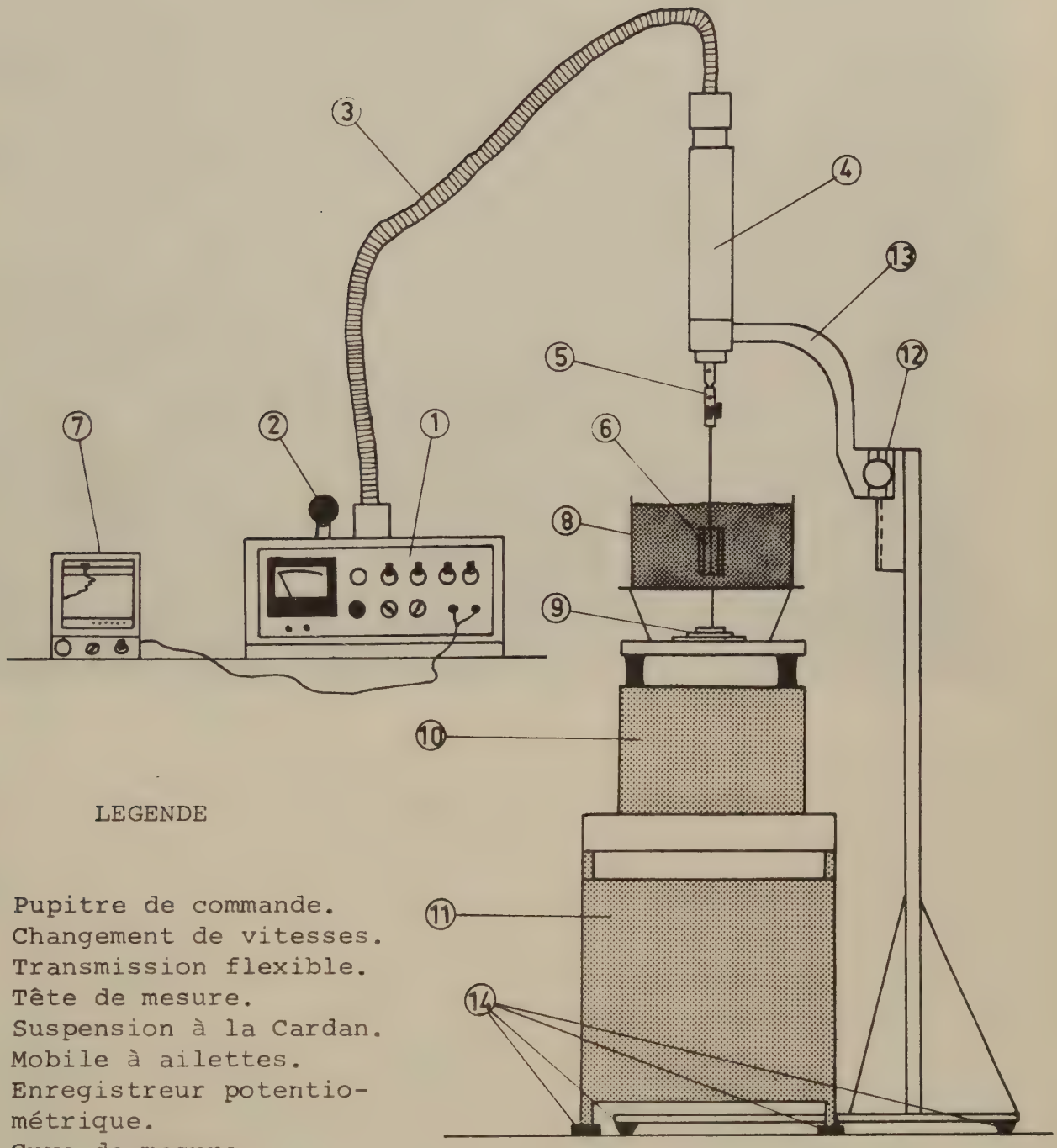
Le mortier frais à étudier est contenu dans un large récipient cylindrique ⑧ bridé énergiquement sur le plateau d'une table vibrante mécanique ⑩. Un jeu de tares ⑨ permet de rendre constant le poids supporté par le plateau de façon à avoir, dans tous les cas, le même type de vibration. La tête de mesure ④ est supportée par une potence ⑬ par l'intermédiaire d'une crémaillère ⑫ qui permet de régler la profondeur d'immersion du mobile.

Le tout repose sur le sol à l'aide de patins amortisseurs ⑭ qui évitent la transmission des vibrations par le sol.

(*) GEBRÜDER HAAKE KG à Berlin-Ouest.

APPAREILLAGE DE MESURE

SCHEMA GENERAL



LEGENDE

1. Pupitre de commande.
2. Changement de vitesses.
3. Transmission flexible.
4. Tête de mesure.
5. Suspension à la Cardan.
6. Mobile à ailettes.
7. Enregistreur potentiométrique.
8. Cuve de mesure.
9. Tare.
10. Table vibrante.
11. Support.
12. Crémaillère.
13. Bras support.
14. Patins amortisseurs.

FIGURE II-1

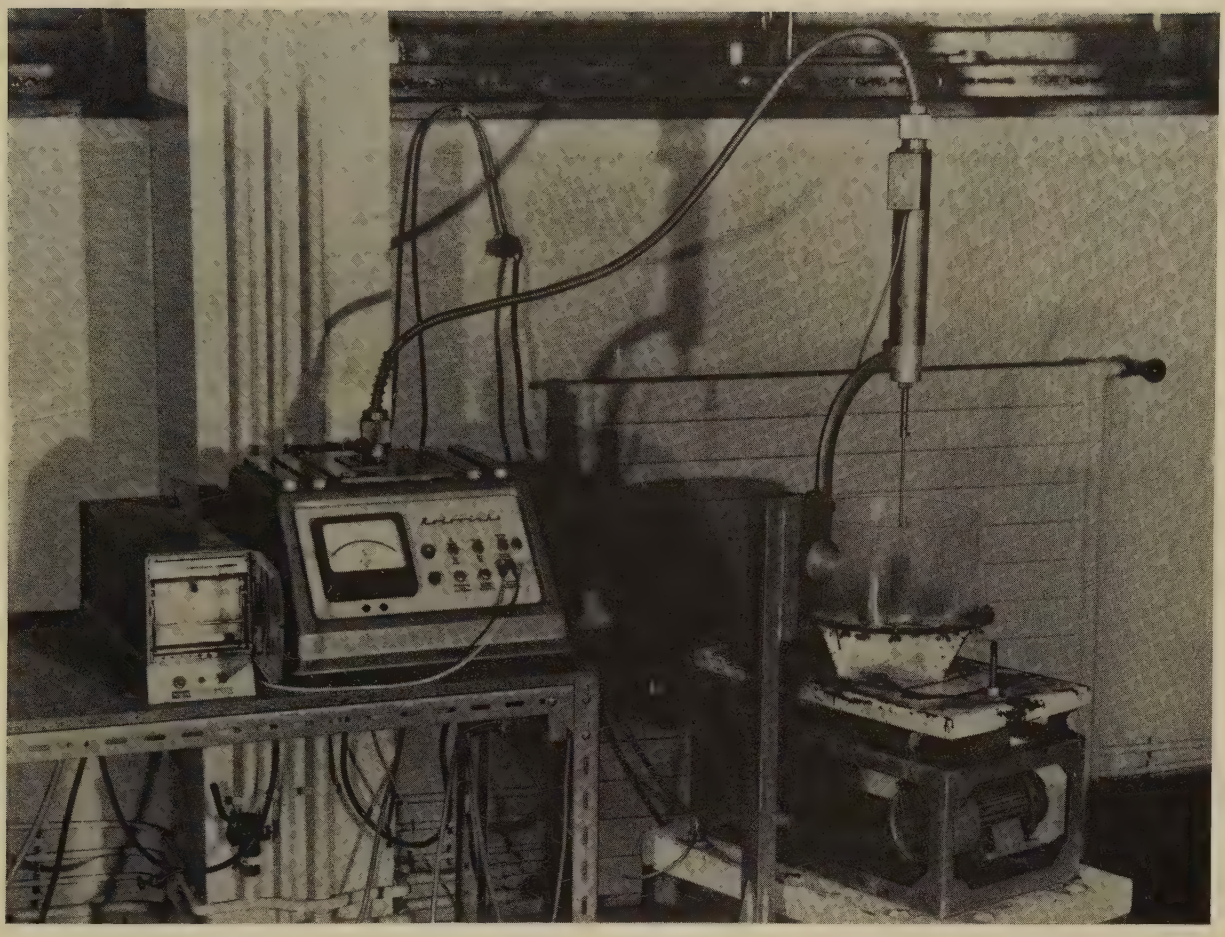


Figure II-2

Sur le pupître de commande, un changement de vitesses ② offre une gamme de dix vitesses de rotation ; cette gamme peut être doublée grâce à un réducteur se fixant sur la tête de mesure.

La tête de mesure (figure II-3) comporte un dynamomètre de capacité 500 g.cm monté en série avec un autre dynamomètre de capacité 50 g.cm. La réaction opposée par le mortier à la rotation du mobile agit simultanément sur les deux ressorts. Par une simple commutation électrique, on peut envoyer au pupître de commande l'indication correspondant à l'un ou l'autre de ces systèmes de mesure.

Les mobiles à ailettes que nous avons utilisés sont représentés sur la figure II-4.

La gamme des vitesses de rotation de l'axe d'entraînement est : 3 - 6 - 9 - 18 - 27 - 54 - 81 - 162 - 243 - 486 tours par minute.

Le réducteur permet de diviser chacune de ces vitesses par dix.

En définitive, une gamme de 20 vitesses de rotation, une tête de mesure combinée et deux mobiles offrent de nombreuses possibilités. Cela est nécessaire dans l'étude des mortiers où nous devrons caractériser la viscosité de substances allant de suspensions très fluides à des pâtes très consistantes.

TETE DE MESURE (SCHEMA)

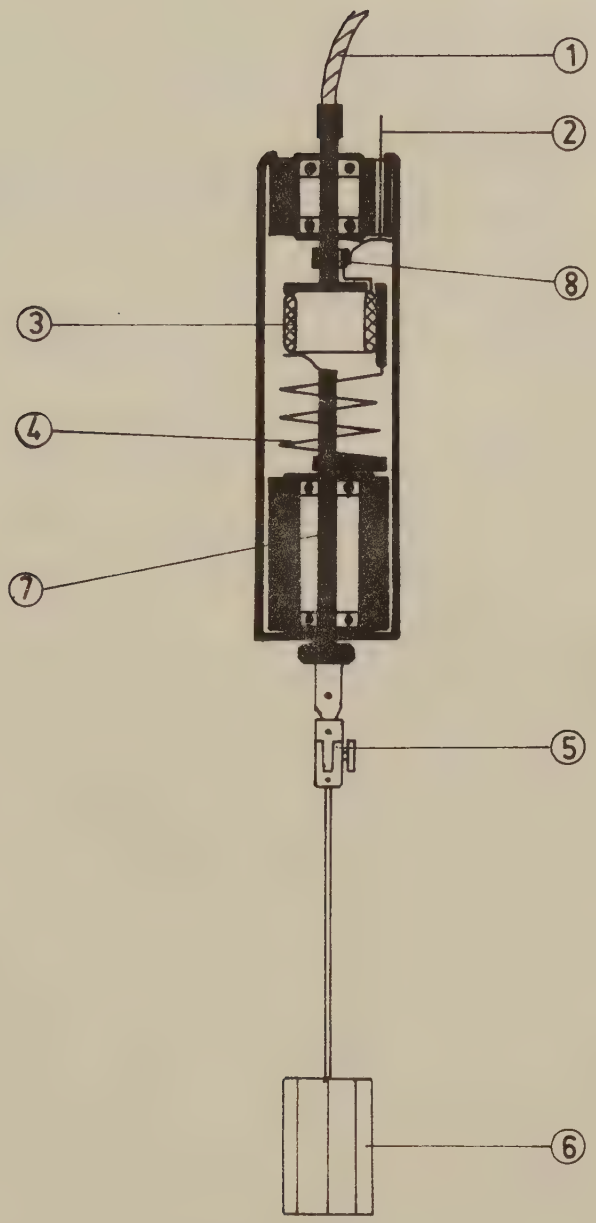
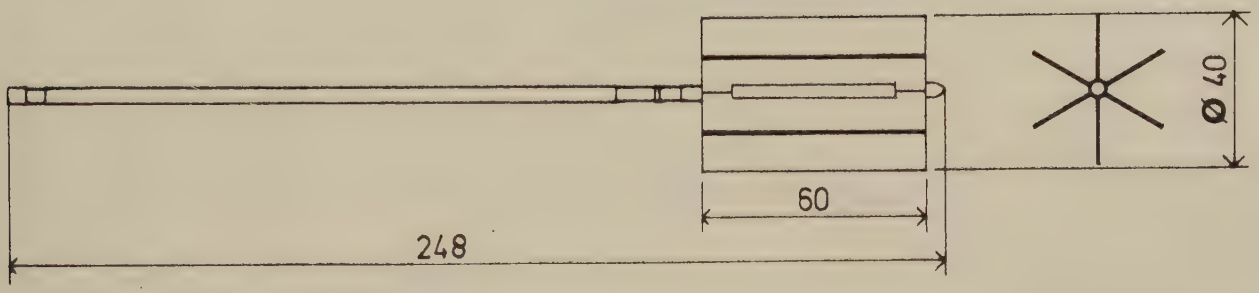


FIGURE II-3

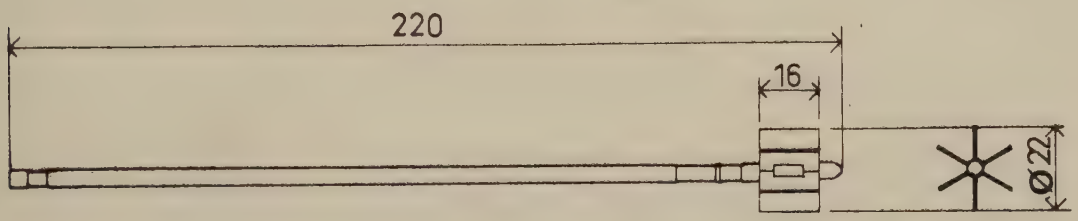
LEGENDE

1. Flexible.
2. Liaison électrique.
3. Potentiomètre.
4. Dynamomètre.
5. Suspension à la Cardan.
6. Mobile à ailettes.
7. Axe du mobile
8. Axe d'entrainement

MOBILES A AILETTES (Echelle $\frac{1}{2}$)



Mobile FI 10



Mobile FI 100

FIGURE II-4

CHAPITRE III

COURBES D'ECOULEMENT DES CORPS SANS MEMOIRE

III -1. CONDITIONS CONCERNANT L'ECOULEMENT.

A partir de la vitesse de rotation Ω_m du mobile et du moment M mesuré sur l'axe du viscosimètre, on ne peut obtenir la contrainte de cisaillement τ et le gradient de vitesse $\dot{\epsilon}$ que si l'écoulement de la substance remplit certaines conditions. Nous indiquons ci-après ces dernières et les moyens utilisés pour les satisfaire.

III -1-1. Condition de stabilité.

On suppose que le corps à étudier est stable dans le temps, c'est-à-dire qu'il est sans mémoire ; après un régime transitoire toujours nécessaire à l'établissement d'un régime d'écoulement stable, la déformation du dynamomètre est donc constante ; autrement dit, la vitesse de rotation du mobile est égale à celle de l'axe d'entraînement (cf. figure II-3).

III -1-2. Conditions concernant la non-séparation des phases.

Un mortier est un corps hétérogène et il ne faut pas, lors de la mesure, qu'il y ait une séparation de ses constituants. Celle-ci peut provenir soit de l'action des forces de pesanteur, soit des forces axifuges.

Pour limiter la sédimentation, nous avons, d'une part, opéré sur des mélanges relativement stables et, d'autre part, conduit nos mesures avec suffisamment de rapidité pour que la chute des grains soit négligeable.

Lorsqu'on se sert d'un mobile à paroi lisse, du type habituel dans les viscosimètres coaxiaux, il se forme à sa surface un film essentiellement liquide qui le sépare du mortier. C'est pour éviter cet inconvénient que nous avons utilisé un mobile à ailettes. En n'immergeant pas complètement ce dernier, on peut constater qu'il déplace le mortier en bloc à l'intérieur des ailettes. Autrement dit, tous les points du mortier situés à l'intérieur du cylindre circonscrit au mobile sont animés du même mouvement de rotation ; leurs positions mutuelles sont donc inchangées, l'ensemble se comporte donc comme un solide indéformable ; le mortier qui le constitue est dit

"rigidifié". Par opposition, le mortier situé à l'extérieur du cylindre est dit "libre".

III -1-3. Conditions concernant les lignes d'écoulement.

Il faut que l'écoulement soit laminaire, les lignes d'écoulement étant des cercles autour de l'axe du mobile et il ne doit pas se produire de translations le long de cet axe. Autrement dit, le mortier doit s'écouler sans turbulences suivant le schéma classique des cylindres emboités les uns dans les autres.

Nous avons vérifié visuellement que ces conditions étaient remplies dans nos expériences.

III -1-4. Conditions de température.

Le système doit être isothermique. Pour satisfaire à cette condition, nous avons conservé les granulats et le ciment dans une pièce climatisée à 20°C et confectionné nos mortiers avec de l'eau à même température.

Les échauffements provenant du début d'hydratation du ciment sont faibles pendant la durée des expériences et n'influent pratiquement pas sur les résultats.

III -2. CALCULS DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT ET DU GRADIENT DE VITESSE POUR UN CORPS DE BINGHAM.

L'utilisation d'un milieu infini, dans un viscosimètre destiné au tracé des courbes d'écoulement de corps de Bingham est originale ; nous avons dû, en conséquence, mettre au point une méthode de calcul pour la détermination de la contrainte de cisaillement τ et du gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}$.

Soient :

h la hauteur du cylindre mobile,

R son rayon,

M le moment mesuré sur son axe,

Ω_m sa vitesse de rotation,

η_{pl} la viscosité plastique du fluide considéré,

τ_o son seuil de cisaillement.

III -2-1. Calcul de la contrainte de cisaillement τ.

La contrainte de cisaillement τ_r, en un point distant de r de l'axe du mobile, est égale à :

$$\tau_r = \frac{M}{2\pi h r^2} \qquad \text{(équation III-1).}$$

En particulier, la contrainte de cisaillement τ_R s'exerçant sur la paroi du cylindre mobile s'écrit :

$$\tau_R = \frac{M}{2\pi h R^2} \qquad \text{(équation III-2).}$$

L'établissement de ces formules, qui sont classiques, ne repose sur aucune hypothèse concernant les propriétés rhéologiques du fluide.

III -2-2. Calcul du gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}$.

L'équation d'état rhéologique d'un corps binghamien s'écrit :

$$\tau - \tau_o = \eta_{pl} \dot{\varepsilon} \qquad \text{(équation III-3).}$$

REINER et RIWLIN (6)[b] ont démontré que, pour un viscosimètre à cylindres coaxiaux, Ω_m est donné par la relation :

$$\Omega_m = \frac{M}{4\pi h \eta_{pl}} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{R_o^2}\right) - \frac{\tau_o}{\eta_{pl}} \operatorname{Log} \frac{R}{R_o} \qquad \text{(équation III-4)}$$

(R_o représente le rayon du cylindre extérieur).

Cette équation n'est valable que lorsque l'écoulement est stable, c'est-à-dire lorsque la vitesse d'entraînement Ω est égale à la vitesse de rotation Ω_m du mobile (cf. § III-1-1).

Théoriquement, le fluide cesse d'être en mouvement à une distance r_c de l'axe telle que :

$$\tau_o = \frac{M}{2\pi h r_c^2}$$

Si le milieu est infini, nous pouvons considérer que :

$$R_o = r_c = \sqrt{\frac{M}{2\pi h \tau_o}} = R \sqrt{\frac{\tau_R}{\tau_o}} \qquad \text{(équation III-5)}$$

Remplaçons, dans l'équation III-4, R_o et R par leurs expressions données par l'équation III-5 :

$$\Omega_m = \Omega = \frac{1}{2n_{pl}} (\tau_R - \tau_o - \tau_o \text{Log} \frac{\tau_R}{\tau_o}) \qquad \text{(équation III-6).}$$

D'après l'équation III-3, $n_{pl} = \frac{\tau_R - \tau_o}{\dot{\varepsilon}_R}$, $\dot{\varepsilon}_R$ désignant le gradient de vitesse à la paroi du cylindre mobile.

Remplaçons n_{pl} par son expression dans l'équation III-6. Il vient :

$$\dot{\varepsilon}_R = \frac{2\Omega}{1 - \frac{\tau_o}{\tau_R - \tau_o} \text{Log} \frac{\tau_R}{\tau_o}} \qquad \text{(équation III-7).}$$

Pour un fluide newtonien, $\tau_o = 0$, soit :

$$\dot{\varepsilon}_R = 2\Omega \qquad \text{(équation III-8).}$$

III -2-3. Tracé de la courbe d'écoulement.

L'équation III-2 donne la contrainte de cisaillement τ_R en fonction des caractéristiques géométriques de l'appareillage et du moment mesuré M.

L'équation III-7 donne le gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}_R$ en fonction de τ_R, de τ_o et de la vitesse de rotation Ω de l'axe d'entraînement.

A chaque couple de valeurs (τ_R, $\dot{\varepsilon}_R$) correspond un point de la courbe d'écoulement.

III -2-4. Correction.

Le calcul de τ_R par l'équation III-2 suppose que les deux extrémités du cylindre glissent parfaitement sur la substance expérimentée sans l'entraîner. Or tel n'est pas le cas et nous avons été amené à faire les corrections classiques lors de l'étalonnage des mobiles (7).

III -3. CALCULS DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT ET DU GRADIENT DE VITESSE POUR UN CORPS EXCLUSIVEMENT VISQUEUX.

L'équation III-1 donne la contrainte de cisaillement τ_r en un point distant de r de l'axe du mobile.

Soit $\dot{\varepsilon} = f(\tau_r)$ l'équation rhéologique d'état d'un corps exclusivement visqueux.

De l'équation III-1, on tire :

$$\frac{dr}{r} = -\frac{d\tau r}{2\tau_r} .$$

Sachant que $\dot{\varepsilon} = r\frac{d\omega}{dr}$, on a donc :

$$d\omega = -\frac{1}{2}\frac{f(\tau_r)}{\tau_r} d\tau_r .$$

Soit τ_R la contrainte s'exerçant à la paroi du mobile ; le milieu étant infini et le corps ne possédant pas de seuil de cisaillement on a :

$$\Omega = -\frac{1}{2}\int_{\tau_R}^{0} \frac{f(\tau_r)}{\tau_r} d\tau_r \text{ soit, en différenciant,}$$

$$f(\tau_R) = \dot{\varepsilon}_R = 2\frac{d\Omega}{d(\mathrm{Log}\tau_R)} \qquad \text{(équation III-9).}$$

On détermine donc $\dot{\varepsilon}_R$ en traçant la courbe expérimentale donnant Ω en fonction de Log τ_R.

A chaque couple de valeurs $(\dot{\varepsilon}_R, \tau_R)$ correspond un point de la courbe d'écoulement.

On remarque que, pour un fluide newtonien, $f(\tau_R) = \frac{\tau}{\eta}$.

On a donc :

$$\Omega = -\frac{1}{2}\int_{\tau_R}^{0} \frac{d\tau R}{\eta} \text{ , soit } \dot{\varepsilon}_R = 2\Omega .$$

CHAPITRE IV

COURBES D'ECOULEMENT DES MORTIERS FRAIS

La contrainte de cisaillement τ_R est proportionnelle au moment exercé sur l'axe du viscosimètre (cf. équation III-2) qui est lui-même proportionnel au déplacement d de la plume de l'enregistreur. Pour une vitesse de rotation Ω donnée et constante de l'axe d'entraînement du viscosimètre, on peut enregistrer les variations de τ_R en fonction du temps.

C'est ce que nous avons fait, en opérant sur des mortiers au repos et sur des mortiers vibrés. Dans les deux cas, on constate une variation de τ_R en fonction du temps. Le mortier frais est donc un corps à mémoire (cf. § I-3) ; la condition de stabilité III-1-1 n'est plus respectée et, par conséquent, la méthode d'obtention des courbes d'écoulement mentionnée au chapitre III n'est plus utilisable.

IV - 1. INFLUENCE DU TEMPS SUR LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT DANS LES MORTIERS FRAIS AU REPOS.

IV - 1-1. Etude expérimentale.

Pour tous les mortiers, les enregistrements sont analogues à celui de la figure IV-1.

La contrainte croît, puis décroît très rapidement et tend, ensuite, à se stabiliser. Le phénomène de décroissance est dû à la destruction de la structure du mélange sous l'action du cisaillement, comme l'ont déjà observé A.A. NESSIM et R.L. WAJDA (8). Ces derniers ont constaté, également, que cette structure ne se reconstituait que très partiellement, même après des temps de repos assez longs ; les mortiers frais au repos présentent donc le phénomène de fausse-thixotropie (cf. § I-3).

Lorsque, avec un même mortier, on répète la même expérience pour des valeurs de la vitesse d'entraînement Ω de plus en plus élevées, on constate que l'asymptote Δ de la courbe enregistrée se rapproche du maximum M. Pour des valeurs de Ω suffisamment grandes, l'enregistrement prend la forme reproduite sur la figure IV-2. En

COURBES EXPERIMENTALES

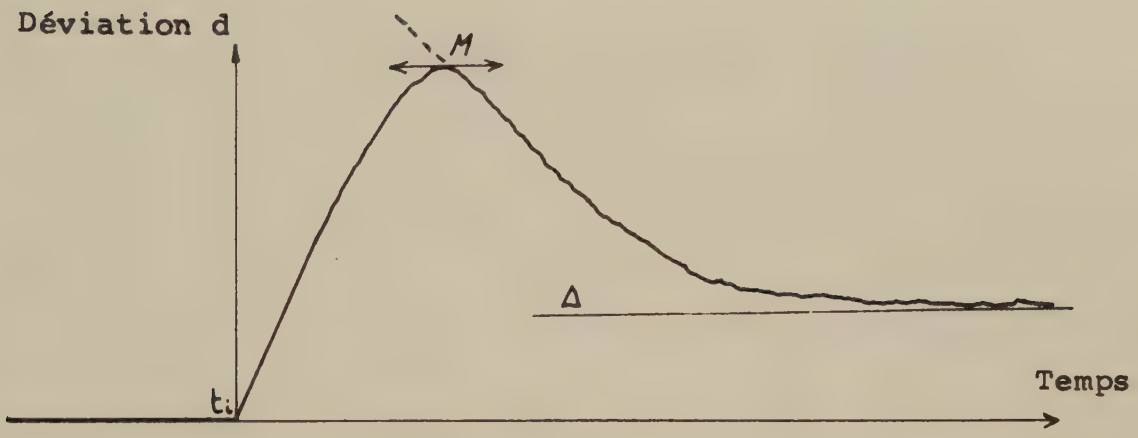


FIGURE IV-1

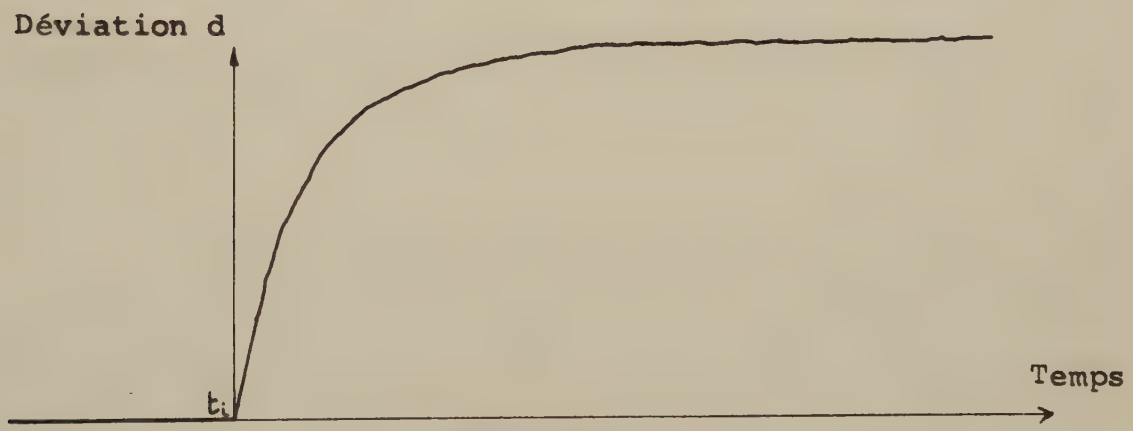


FIGURE IV-2

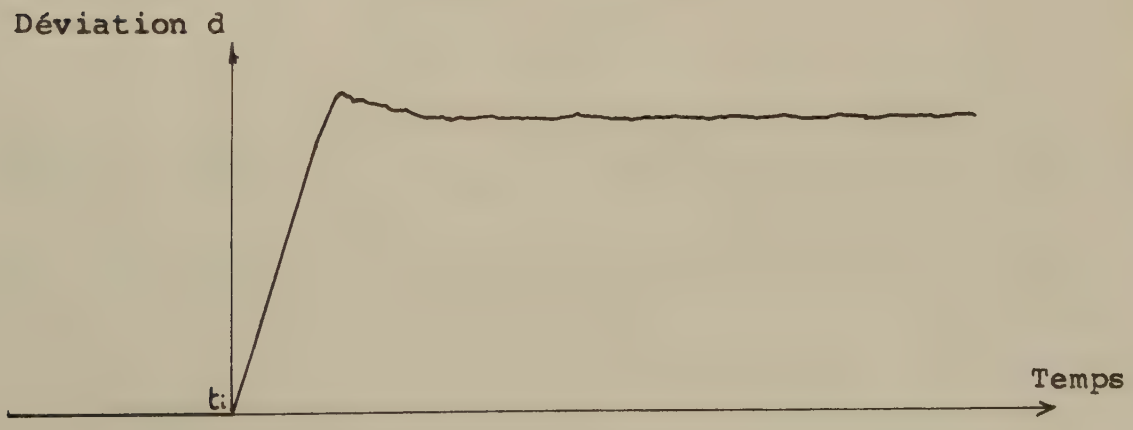


FIGURE IV-3

apparence, la fausse-thixotropie a disparu, ce qui est difficilement admissible ; en effet, si la structure d'une substance se détruit pour des vitesses de cisaillement faibles, il n'y a pas de raison pour qu'elle devienne stable pour des vitesses plus élevées.

Il paraît logique, pour caractériser la viscosité d'un mortier au repos, de tracer la famille des courbes d'écoulements $\tau_R = f(\dot{\varepsilon}_R, t)$. A cet effet, on peut mesurer, à chaque instant et pour chaque vitesse d'entraînement Ω, la contrainte de cisaillement τ_R correspondante. Malheureusement, comme nous le montrerons par la suite, la vitesse de rotation du mobile n'est pratiquement jamais la même que celle de l'axe d'entraînement ; on ne peut donc pas se servir de l'équation III-7 pour déterminer le gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}_R$ correspondant à la contrainte de cisaillement τ_R car la condition de stabilité n'est plus respectée (cf. § III-1-1).

IV - 1-2. Etude théorique.

IV - 1-2-1. Hypothèses.

Le comportement rhéologique des mortiers au repos est en général binghamien (cf. § I-2-2) (4)[b]. Leur équation d'état rhéologique est donc de la forme :

$$\tau = \tau_o + \eta_{pl}\ \dot{\varepsilon} \quad .$$

La fausse-thixotropie se caractérise, comme nous l'avons vu, par une destruction progressive de la structure sous l'action du cisaillement. Il est logique de penser que les coefficients η_{pl} et τ_o suivent cette dégradation, c'est-à-dire qu'ils dépendent du temps suivant des lois monotones décroissantes $\eta_{pl} = \eta_{pl}(t)$ et $\tau_o = \tau_o(t)$. La connaissance de ces lois permettrait de déterminer l'équation d'état rhéologique ; en effet, en remplaçant η_{pl} et τ_o par leurs expressions dans l'équation d'état rhéologique d'un corps binghamien on a :

$$\tau(t,\dot{\varepsilon}) = \tau_o(t) + \eta_{pl}(t)\ \dot{\varepsilon} \quad .$$

Mais ces lois sont malheureusement inconnues. NESSIM et WAJDA ayant observé que la destruction de la structure tendait à se stabiliser, nous avons admis que les variations de τ_o et de η_{pl} en fonction du temps pouvaient se représenter par les courbes de la figure IV-4. Nous avons ainsi supposé que l'instant où le mortier commence à s'écouler se situe au temps $t = 0$ et que,

$$\text{lorsque } 0 < t < t_1 \quad \begin{cases} \tau_o(t) = -\beta t + \tau_{oo} \\ \eta_{pl}(t) = -\alpha t + \eta_o \end{cases} \qquad \text{(équations IV-1)}$$

et, lorsque $t > t_1$ $\begin{cases} \tau_0(t) = \tau_{0\infty} \\ \eta_{pl}(t) = \eta_\infty \end{cases}$ (équations IV-2).

Des équations précédentes, on tire :

$$t_1 = \frac{\eta_0 - \eta_\infty}{\alpha} = \frac{\tau_{00} - \tau_{0\infty}}{\beta} \qquad \text{(équations IV-3).}$$

En vertu des hypothèses précédemment énoncées, l'équation d'état rhéologique théorique est :

$$\tau_{0<t<t_1} = \tau_{00} - \beta t + (\eta_0 - \alpha t)\dot{\varepsilon} \qquad \text{(équation IV-4)}$$

ou $\tau_{t>t_1} = \tau_{0\infty} + \eta_{0\infty}\,\dot{\varepsilon}$ (équation IV-5).

Les lois réelles $\eta_{pl} = \eta_{pl}(t)$ et $\tau_0 = \tau_0(t)$ ne sont probablement pas linéaires discontinues ; mais les représentations que nous leur avons données, tout en simplifiant les calculs, permettent d'expliquer les phénomènes observés lors des mesures rhéologiques des corps à fausse-thixotropie, ce qui est le but recherché dans cette étude.

IV - 1-2-2. Modèle rhéologique.

Un fluide binghamien peut être représenté par un patin et un amortisseur placés en parallèle (6)[c]. Le patin caractérise le seuil de cisaillement τ_0 et l'amortisseur la viscosité plastique η_{pl}.

Le dynamomètre du viscosimètre peut être représenté par un ressort, de rigidité G, placé en série avec le modèle précédent (figure IV-5). Nous supposerons, par la suite, que $G > \alpha$.

Le point A est fixe. Le point C simule l'axe du mobile ; la vitesse de C simule donc le gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}_1$ dans la substance. Le point B simule l'axe d'entraînement du viscosimètre ; sa vitesse simule donc le gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}_0$ que l'on obtiendrait en appliquant l'équation III-7 ; pour une vitesse d'entraînement Ω constante, $\dot{\varepsilon}_0$ est constant.

Pour un corps sans mémoire, on aurait, après le régime transitoire, $\dot{\varepsilon}_0 = \dot{\varepsilon}_1$ (cf. § III-1-1), la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_2$ du ressort étant nulle.

IV - 1-2-3. Equation différentielle de l'équilibre.

Appelons instant initial t_i le moment où on commence à

HYPOTHESES

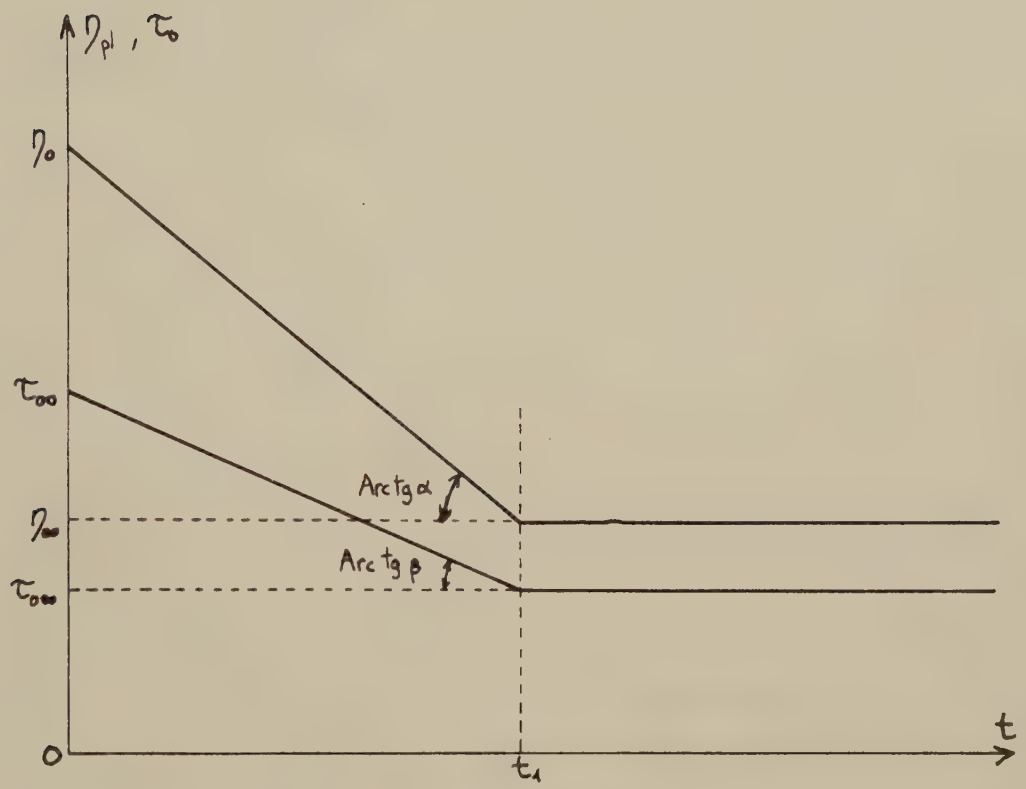


FIGURE IV-4

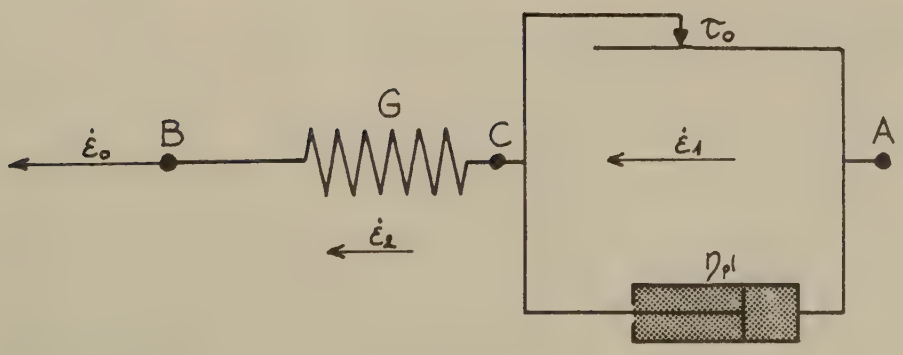


FIGURE IV-5

exercer un couple sur l'axe d'entraînement du viscosimètre ($t_i < 0$).

Tant que la contrainte τ exercée en B est inférieure à τ_{oo}, le point C est fixe. On a :

$$\tau = G\dot{\varepsilon}_o t + \tau_{oo} \qquad \text{(équation IV-6)}$$

avec $\tau = \tau_{oo}$ pour $t = 0$.

Lorsque $t > 0$, on a :

$$\tau = \tau_o + \eta_{pl}\,\dot{\varepsilon}_1, \text{ soit } \dot{\varepsilon}_1 = \frac{\tau - \tau_o}{\eta_{pl}} .$$

On a également :

$$\dot{\varepsilon}_2 = \frac{\dot{\tau}}{G} \text{ (vitesse de déformation du ressort).}$$

Par conséquent :

$$\dot{\varepsilon}_o = \dot{\varepsilon}_1 + \dot{\varepsilon}_2 = \frac{\tau - \tau_o}{\eta_{pl}} + \frac{\dot{\tau}}{G} \text{, soit encore}$$

$$\frac{\dot{\tau}}{G} + \frac{\tau}{\eta_{pl}} = \dot{\varepsilon}_o + \frac{\tau_o}{\eta_{pl}} \qquad \text{(équation IV-7).}$$

IV - 1-2-4. Expressions de la loi $\tau = \tau(t)$.

1°) Pour $t_i < t < 0$,

nous avons vu que :

$$\tau = \tau_{t_i<t<0} = G\dot{\varepsilon}_o t + \tau_{oo} \quad \text{(cf. équation IV-6).}$$

2°) Pour $0 < t < t_1$,

remplaçons, dans l'équation IV-7, η_{pl} et τ_o par leurs expressions données par les équations IV-1 ; il vient :

$$\frac{\dot{\tau}}{G} + \frac{\tau}{\eta_o - \alpha t} = \dot{\varepsilon}_o + \frac{\tau_{oo} - \beta t}{\eta_o - \alpha t} .$$

Essayons une intégrale particulière de la forme $\tau = At + B$. On a :

$$t\left(-\frac{A\alpha}{G} + A + \alpha\dot{\varepsilon}_o + \beta\right) + \frac{A\eta_o}{G} + B - \dot{\varepsilon}_o\eta_o - \tau_{oo} = 0, \text{ d'où}$$

$$A = -\frac{G}{G-\alpha}(\alpha\dot{\varepsilon}_o + \beta)$$

$$\text{et } B = \frac{\eta_o}{G-\alpha}(\alpha\dot{\varepsilon}_o + \beta) + \tau_{oo} + \dot{\varepsilon}_o\eta_o .$$

L'intégrale générale de l'équation sans second membre est égale à :

$$\tau = K\,(\eta_o - \alpha t)^{\frac{G}{\alpha}}\text{, d'où :}$$

$$\tau = K(\eta_o-\alpha t)^{\frac{G}{\alpha}} - \frac{G}{G-\alpha}\,(\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta)t + \frac{\eta_o}{G-\alpha}\,(\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta) + \tau_{oo} + \dot{\varepsilon}_o\eta_o.$$

Pour $t = 0$, il faut que $\tau = \tau_{oo}$, soit :

$$\tau_{oo} = K\eta_o^{\frac{G}{\alpha}} + \frac{\eta_o}{G-\alpha}\,(\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta) + \tau_{oo} + \dot{\varepsilon}_o\eta_o\text{, soit encore :}$$

$$K = -\eta_o^{-\frac{G}{\alpha}}\left[\dot{\varepsilon}_o\eta_o + \frac{\eta_o}{G-\alpha}\,(\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta)\right] = -\eta_o^{-\frac{G-\alpha}{\alpha}}\,\frac{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G-\alpha}\,.$$

En définitive :

$$\tau_{0<t<t_1} = -\eta_o^{-\frac{G-\alpha}{\alpha}}\,\frac{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G-\alpha}\,(\eta_o-\alpha t)^{\frac{G}{\alpha}} + \frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G-\alpha}\,(\eta_o-Gt) + \tau_{oo} + \dot{\varepsilon}_o\eta_o$$

(équation IV-8).

3°) Pour $t > t_1$, remplaçons, dans l'équation IV-7, η_{pl} et τ_o par leurs expressions données par les équations IV-2 ; il vient :

$\frac{\dot{\tau}}{G} + \frac{\tau}{\eta_\infty} = \dot{\varepsilon}_o + \frac{\tau_{o\infty}}{\eta_\infty}$. On a, en intégrant :

$$\tau = Ke^{-\frac{G}{\eta_\infty}t} + \tau_{o\infty} + \eta_\infty\dot{\varepsilon}_o.$$

Pour $t = t_1$, $\tau = \tau_1$ (l'expression de τ_1 est donnée en faisant $t = t_1$ dans l'équation IV-8). En définitive :

$$\tau_{t>t_1} = (\tau_1 - \tau_{o\infty} - \eta_\infty\dot{\varepsilon}_o)e^{-\frac{G}{\eta_\infty}(t-t_1)} + \tau_{o\infty} + \eta_\infty\dot{\varepsilon}_o$$

(équation IV-9).

IV - 1-2-5. Graphes des fonctions $\tau = \tau(t)$ (figures IV-6 et IV-7).

1°) Pour $t_i < t < 0$,
la courbe représentative de la fonction $\tau = \tau(t)$ est une droite de pente $G\dot{\varepsilon}_o$ passant par les points $(t = 0, \tau = \tau_{oo})$ et $(t = t_i, \tau = 0)$.

2°) Pour $0 < t < t_1$,
analysons la fonction $\tau_{0<t<t_1} = \tau(t)$ donnée par l'équation IV-8.

$$\dot{\tau} = \frac{G}{G-\alpha}\left[\eta_o^{-\frac{G-\alpha}{\alpha}}(G\dot{\varepsilon}_o+\beta)(\eta_o-\alpha t)^{\frac{G-\alpha}{\alpha}} - (\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta)\right].$$

$\dot{\tau}$ s'annule au temps $t = t_o$ tel que :

$$(\eta_o-\alpha t_o)^{\frac{G-\alpha}{\alpha}} = \frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}\,\eta_o^{\frac{G-\alpha}{\alpha}}, \text{ soit encore}$$

$$t_o = \frac{\eta_o}{\alpha}\left[1 - \left(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}\right)^{\frac{\alpha}{G-\alpha}}\right] \qquad \text{(équation IV-10).}$$

$\left(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}\right)^{\frac{\alpha}{G-\alpha}}$ est toujours inférieur à 1 ; donc, t_o est toujours positif.

La fonction $\tau_{0<t<t_1} = \tau(t)$ possède donc un extremum situé du côté positif de l'axe des temps.

Pour $t = 0$, $\dot{\tau} = G\dot{\varepsilon}_o$; cette valeur, positive, correspond à la pente de la droite $\tau_{t_i<t<0} = \tau(t)$. Il n'y a donc pas de discontinuité, de graphe pour $t = 0$ et la courbe est croissante entre 0 et t_o ; l'extremum est donc un maximum.

Calculons la valeur $\tau_{max} = \tau(t_o)$. Faisons pour celà $\dot{\tau} = 0$ dans l'équation IV-7 ; il vient :

$$\tau_{max} = \eta_{pl}\dot{\varepsilon}_o + \tau_o, \text{ soit}$$

$$\tau_{max} = \dot{\varepsilon}_o(\eta_o-\alpha t_o) + \tau_{oo} - \beta t_o.$$

Remplaçons t_o par son expression donnée par l'équation

COURBES THEORIQUES

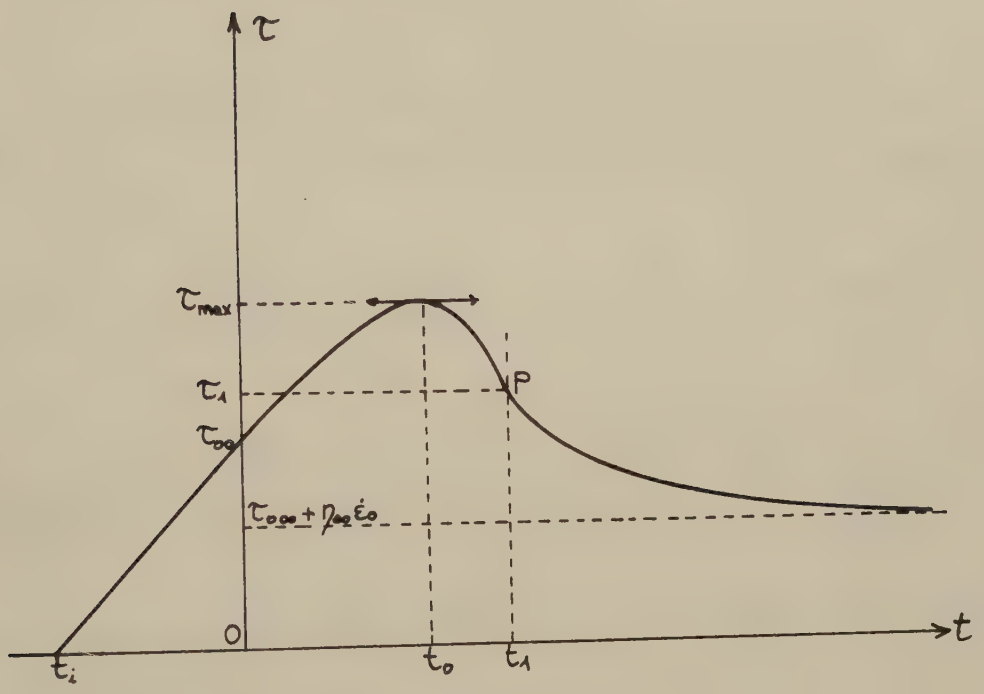


FIGURE IV-6

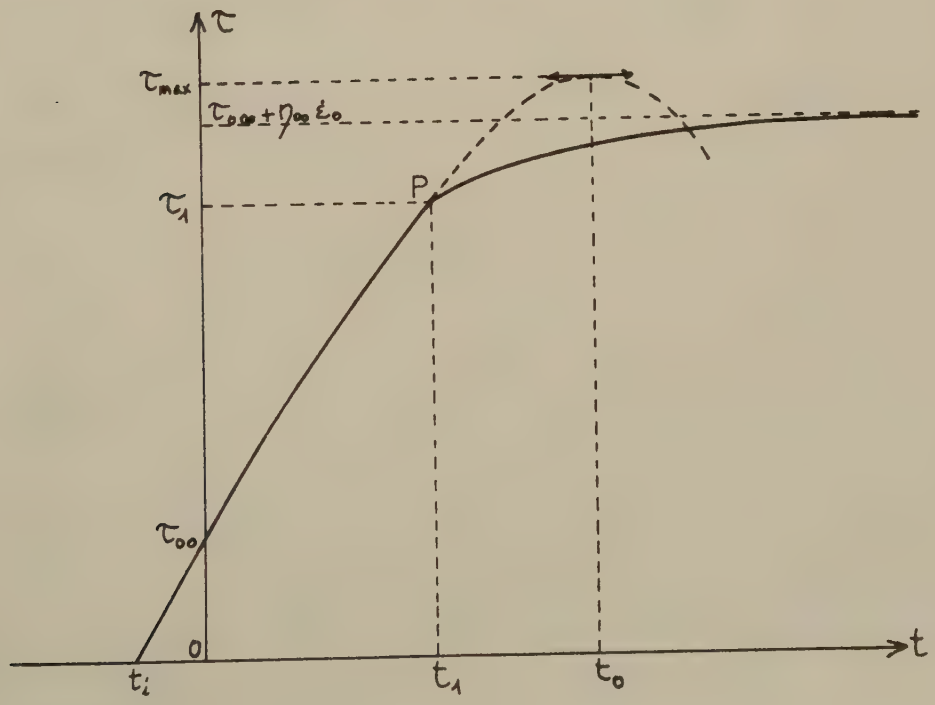


FIGURE IV-7

IV-10. On a :

$$\tau_{max} = \eta_o(\dot{\varepsilon}_o+\frac{\beta}{\alpha})(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta})^{\frac{\alpha}{G-\alpha}} - \frac{\beta\eta_o}{\alpha} + \tau_{oo} \qquad \text{(équation IV-11).}$$

3°) Pour $t > t_1$, la courbe représentative de la fonction $\tau_{t>t_1} = \tau(t)$ passe par le point ($t = t_1$, $\tau = \tau_1$) et admet pour asymptote la droite d'équation $\tau = \tau_{o\infty} + \eta_\infty\dot{\varepsilon}_o$.

Sa dérivée est du signe de $-(\tau_1 - \tau_{o\infty} - \eta_\infty\dot{\varepsilon}_o) = Cte$. La fonction $\tau_{t>t1} = \tau(t)$ est donc monotone.

4°) Remarques.

a) Le maximum de la fonction $\tau_{0<t<t_1} = \tau(t)$, donné par l'équation IV-11 se trouve en dehors des limites que nous avons imposées à cette fonction si $t_o > t_1$.

En remplaçant t_o et t_1 par leurs expressions données respectivement par les équations IV-10 et IV-3, $t_o < t_1$ s'écrit :

$$\frac{\eta_o}{\alpha}\left[1 - (\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta})^{\frac{\alpha}{G-\alpha}}\right] < \frac{\eta_o - \eta_\infty}{\alpha}, \text{ soit encore}$$

$$(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta})^{\frac{\alpha}{G-\alpha}} > \frac{\eta_\infty}{\eta_o}.$$

$t_o > t_1$ s'écrit alors :

$$(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta})^{\frac{\alpha}{G-\alpha}} < \frac{\eta_\infty}{\eta_o}.$$

b) Le point d'intersection P des courbes représentatives des fonctions $\tau_{0<t<t_1}(t)$ et $\tau_{t>t_1}(t)$ a pour coordonnées (t_1, τ_1). La courbe $\tau_{t>t_1}(t)$ admet pour asymptote la droite d'équation $\tau = \tau_{o\infty} + \eta_\infty\dot{\varepsilon}_o$. Appelons $\Delta\tau_1$ la distance entre P et l'asymptote. On a :

$$\Delta\tau_1 = \tau_1 - (\tau_{o\infty} + \eta_\infty\dot{\varepsilon}_o).$$

On obtient τ_1 en faisant $t = t_1$ dans l'équation IV-8. On a alors :

$$\Delta\tau_1 = -\eta_o^{-\frac{G-\alpha}{\alpha}} \frac{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G-\alpha} (\eta_o-\alpha t_1)^{\frac{G}{\alpha}} + \frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G-\alpha} (\eta_o-Gt_1) + \tau_{oo} - \tau_{o\infty} + \dot{\varepsilon}_o(\eta_o-\eta_\infty).$$

Or, d'après les équations IV-3,

$$\tau_{oo} - \tau_{o\infty} = \beta t_1$$

et $\eta_o - \eta_\infty = \alpha t_1$.

On a donc :

$$\Delta\tau_1 = -\eta_o^{-\frac{G-\alpha}{\alpha}} \frac{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G-\alpha} (\eta_o-\alpha t_1)^{\frac{G}{\alpha}} + \frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o\ \beta}{G-\alpha}(\eta_o-\alpha t_1).$$

Remplaçons t_1 par l'un ou l'autre de ses expressions ; il vient :

$$\Delta\tau_1 = -\eta_o^{-\frac{G-\alpha}{\alpha}} \frac{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G-\alpha} \eta_\infty^{\frac{G}{\alpha}} + \frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G-\alpha} \eta_\infty.$$

Nous aurons :

$$\Delta\tau_1 > 0 \text{ si } \eta_o^{-\frac{G-\alpha}{\alpha}} (G\dot{\varepsilon}_o+\beta)\ \eta_\infty^{\frac{G}{\alpha}} < (\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta)\ \eta_\infty$$

ou,ce qui revient au même, si :

$$\left(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}\right)^{\frac{\alpha}{G-\alpha}} > \frac{\eta_\infty}{\eta_o}.$$

Celà correspond à la condition $t_o < t_1$ (cf. remarque précédente).

De même, $\Delta\tau_1 < 0$ si $t_o > t_1$.

5°) Conclusion.

La fausse-thixotropie, caractérisée théoriquement par les équations IV-1 et IV-2 conduit aux trois expressions de τ en fonction de t données par les équations IV-6, IV-8 et IV-9.

Si $\left(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}\right)^{\frac{\alpha}{G-\alpha}} > \frac{\eta_\infty}{\eta_o}$, le graphe passe par un maximum (τ_{max}, t_o) ; il coupe la droite $t = t_1$ en un point d'ordonnée $\tau_1 > \tau_{o\infty} + \eta_\infty\dot{\varepsilon}_o$ (puisque $\Delta\tau_1 > 0$) (figure IV-6).

Si $\left(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}\right)^{\frac{\alpha}{G-\alpha}} < \frac{\eta_\infty}{\eta_o}$, le graphe est toujours croissant, il coupe la droite $t = t_1$ en un point d'ordonnée $\tau_1 < \tau_{o\infty} + \eta_\infty\dot{\varepsilon}_o$ (figure IV-7).

IV - 1-3. Comparaison entre l'étude expérimentale et l'étude théorique.

Nous voyons que les deux types de graphes théoriques correspondent aux deux types d'enregistrements (cf. figures IV-1 et IV-2).

Posons $y = \left(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}\right)^{\frac{\alpha}{G-\alpha}}$ et $x = \frac{\eta_\infty}{\eta_o}$.

Pour un mortier donné, α, β, η_∞ et η_o sont des constantes. La figure IV-8 représente les lois de variation de y et de x en fonction de $\dot{\varepsilon}_o$. Nous voyons que pour $\dot{\varepsilon}_o < \dot{\varepsilon}_o^*$, $y > x$ et pour $\dot{\varepsilon}_o > \dot{\varepsilon}_o^*$, $y < x$; on passe donc du graphe de la figure IV-6 à celui de la figure IV-7 lorsque $\dot{\varepsilon}_o$ augmente, ce qui est en accord avec l'expérience (cf. § IV-1-1).

Dans un cas comme dans l'autre, il y a destruction de la structure ; un diagramme analogue à celui de la figure IV-2 correspond donc aussi à un corps présentant une fausse-thixotropie.

IV - 2. INFLUENCE DU TEMPS SUR LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT DANS LES MORTIERS FRAIS VIBRES.

Dans le cas d'un mortier frais soumis à des vibrations, le phénomène de fausse-thixotropie est très fortement atténué, comme en témoigne un enregistrement type (figure IV-3) ; en effet, le diagramme se présente toujours de cette façon, quelle que soit la vitesse de rotation Ω, la distance entre le maximum et l'asymptote étant toujours très faible. Il semble que la vibration tende à réorganiser la structure que le cisaillement tend à détruire.

η_o et η_∞ étant alors très voisins l'un de l'autre, on peut considérer, avec une bonne approximation, qu'ils sont égaux et nous poserons $\eta_o = \eta_\infty = \eta_{pl}$. De plus, et comme nous le verrons par la

COURBES THEORIQUES

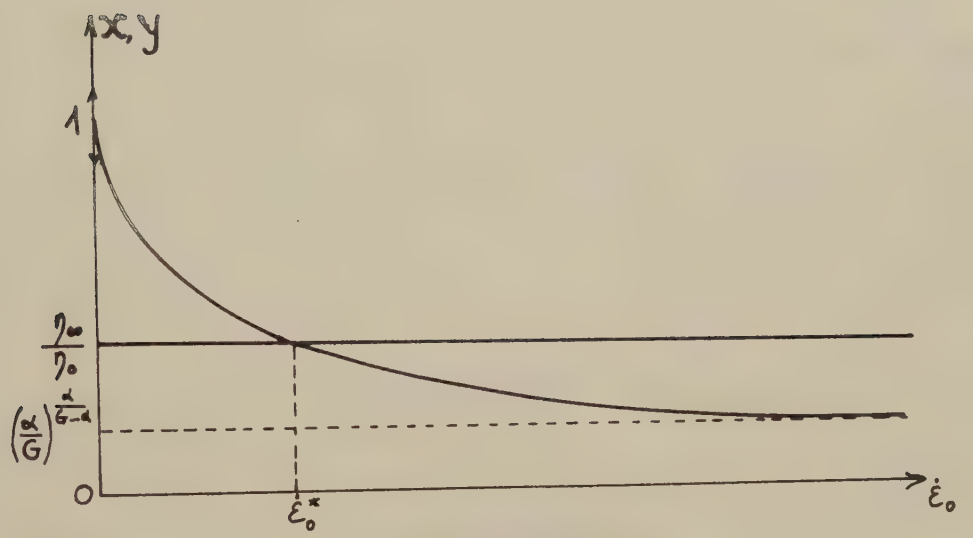


FIGURE IV-8

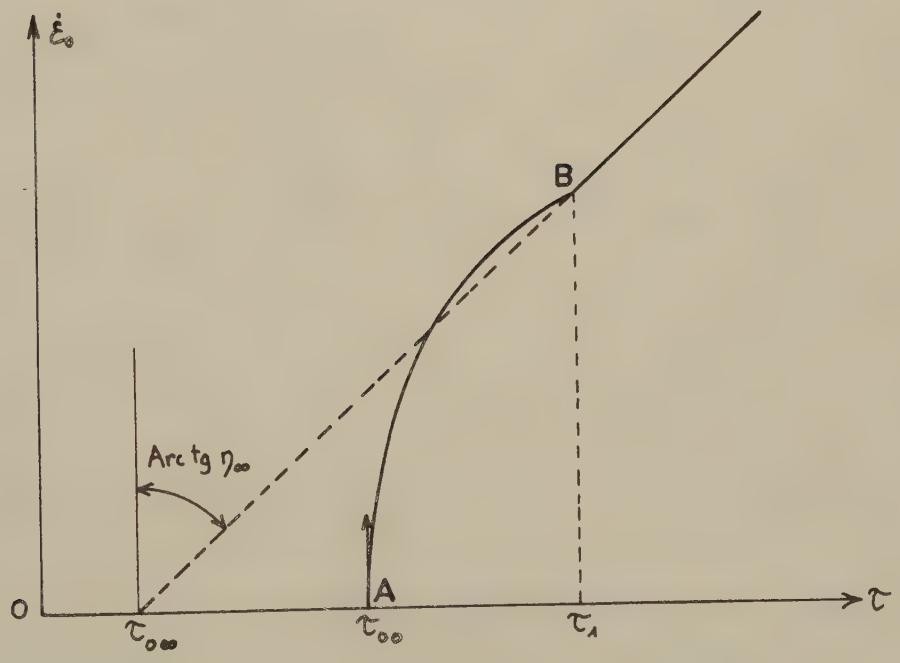


FIGURE IV-9

suite, le seuil de cisaillement est toujours nul ; le mortier frais vibré se comporte donc, à peu près, comme un corps sans mémoire.

IV - 3. CONSEQUENCES SUR L'INTERPRETATION DES ENREGISTREMENTS.

L'équation III-7 donnant le gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}_R$ correspondant à la contrainte de cisaillement τ_R suppose respectée la condition de stabilité (cf. § III-1-1). Cette condition est satisfaite lorsque la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_2$ du dynamomètre du viscosimètre est nulle, c'est-à-dire lorsque le gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}_1$ dans le mortier est égal au gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}_o$ calculé à partir de Ω.

L'étude théorique précédente nous permet d'écrire la loi de variation de $\dot{\varepsilon}_2$ en fonction du temps et de déterminer dans quelle mesure cette condition est respectée.

IV - 3-1. Milieu non vibré.

Nous savons que $\dot{\varepsilon}_2 = \frac{\dot{\tau}}{G}$..

Lorsque $t_1 < t < 0$, $\tau = G\varepsilon_o$, soit $\dot{\varepsilon}_2 = \dot{\varepsilon}_o$.

Lorsque $0 < t < t_1$, on a :

$$\dot{\varepsilon}_2 = \frac{\dot{\tau}}{G} = \frac{1}{G-\alpha}\left[\eta_o^{-\frac{G-\alpha}{\alpha}}(G\dot{\varepsilon}_o+\beta)(\eta_o-\alpha t)^{\frac{G-\alpha}{\alpha}} - (\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta)\right]$$

(équation IV-12).

Lorsque $t > t_1$, on a :

$$\dot{\varepsilon}_2 = -\frac{\tau_1-\tau_{o\infty}-\eta_\infty\dot{\varepsilon}_o}{\eta_\infty}\, e^{-\frac{G}{\eta_\infty}(t-t_1)}$$

(équation IV-13).

Si la rigidité G du ressort était infinie, on aurait $\dot{\varepsilon}_2 \equiv 0$ quel que soit t ; malheureusement, la précision d'un dynamomètre est d'autant plus grande que sa rigidité est faible ; $\dot{\varepsilon}_2$ est donc différent de zéro, comme en témoignent les graphes des fonctions données par les équations IV-12 et IV-13 (figures IV-10 et IV-11).

L'étude théorique précédente conduit à considérer comme erronnées certaines interprétations d'enregistrements de mesures effectuées sur des substances présentant le phénomène de fausse-thixotropie,

COURBES THEORIQUES

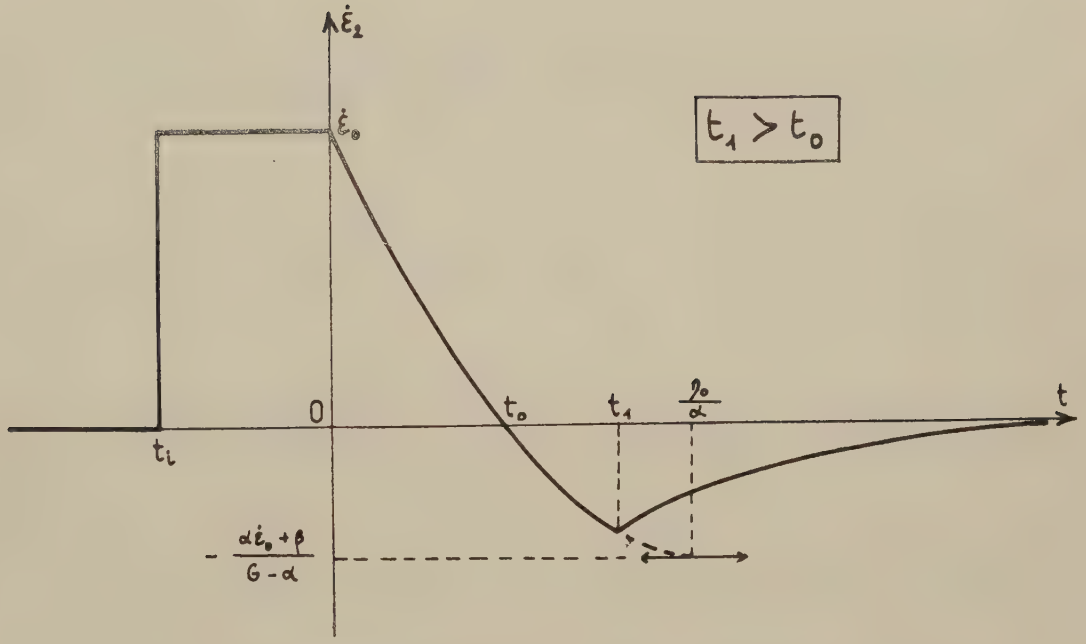


FIGURE IV-10

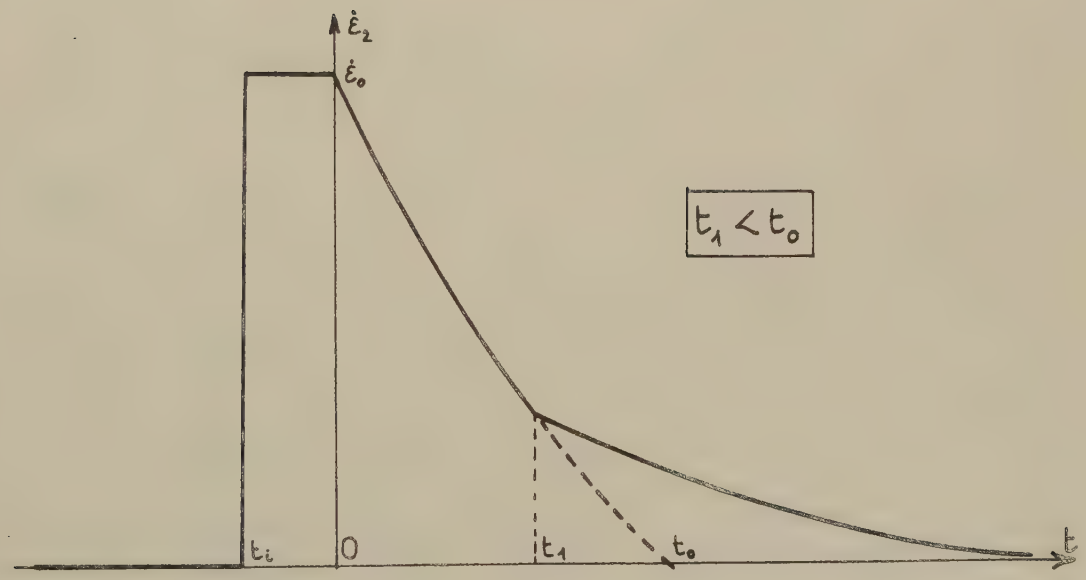


FIGURE IV-11

pour les raisons que nous allons énumérer.

1°) Les courbes $\tau = f(\dot{\varepsilon}_o, t)$ obtenues en calculant, à chaque instant t (sauf t_o) le gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}_o$ à partir de Ω ne sont pas des courbes d'écoulement puisque $\dot{\varepsilon}_2$ est différent de zéro quel que soit t.

2°) On n'a pas le droit d'extrapoler, comme nous l'avons fait en pointillé sur la figure IV-1, la courbe enregistrée jusqu'à l'instant $t = 0$ pour obtenir la contrainte initiale ; nous savons, en effet, que cette courbe n'est pas monotone (cf. figure IV-5).

3°) Les courbes obtenues en faisant des montées et descentes continues en vitesse et en enregistrant simultanément τ ne sont pas des courbes d'écoulement, du fait même de l'existence, à tout instant, de $\dot{\varepsilon}_2$.

4°) Dans certains ouvrages, on trouve, comme courbe d'écoulement de la substance vierge de tout cisaillement, la courbe $\tau = \tau_{max}(\dot{\varepsilon}_o)$; lorsque l'enregistrement ne présente plus de maximum, c'est la valeur de τ donnée par l'asymptote, soit $\tau = \tau_{o\infty} + \eta_\infty \dot{\varepsilon}_o$, qui est prise ; ceci conduit à un graphe $\tau(\dot{\varepsilon}_o)$ semblable à la courbe d'écoulement d'un corps visco-plastique dilatant devenant binghamien seulement pour des valeurs élevées de $\dot{\varepsilon}_o$ (cf. § I-2-2).

D'après l'équation IV-11 on a, en dérivant par rapport à $\dot{\varepsilon}_o$:

$$\frac{\partial \tau_{max}}{\partial \dot{\varepsilon}_o} = \eta_o \left(\frac{\alpha\dot{\varepsilon}_o+\beta}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta}\right)^{\frac{\alpha}{G-\alpha}} \frac{G\dot{\varepsilon}_o}{G\dot{\varepsilon}_o+\beta} .$$

$$\frac{\partial \tau_{max}}{\partial \dot{\varepsilon}_o} = 0 \text{ pour } \dot{\varepsilon}_o = 0, \text{ soit } \tau_{max} = \tau_{oo} \text{ ; pour } \dot{\varepsilon}_o > 0 , \frac{\partial \tau_{max}}{\partial \dot{\varepsilon}_o} > 0.$$

La fonction $\tau_{max}(\dot{\varepsilon}_o)$ passe donc par un minimum ($\tau_{max} = \tau_{oo}$, $\dot{\varepsilon}_o = 0$) (figure IV-9).

Lorsque $\tau > \tau_1$ (cf. équation IV-9), on a :

$\tau_{max} = \tau_\infty = \tau_{o\infty} + \eta_\infty \dot{\varepsilon}_o$. Le graphe théorique de la fonction $\tau_{max}(\dot{\varepsilon}_o)$ est bien conforme au comportement rhéologique précédemment évoqué.

Il convient de remarquer que pour $t = t_o$ (cf. figure IV-10), $\dot{\varepsilon}_2 = 0$, mais que t_o varie avec $\dot{\varepsilon}_o$ (cf. équation IV-10) ;

Chaque point de la courbe AB de la figure IV-9 fait donc partie d'une courbe d'écoulement, mais la courbe AB n'est pas une courbe d'écoulement.

Par contre, nous avons pu déterminer quelles caractéristiques rhéologiques nous pouvions obtenir à partir des enregistrements.

Lorsque t tend vers l'infini, $\dot{\varepsilon}_2$ tend vers 0 (cf. équation IV-13) et on a :

$$\tau = \tau_\infty = \tau_{0\infty} + \eta_\infty \dot{\varepsilon}_0 \qquad \text{(équation IV-14).}$$

Lorsque $\dot{\varepsilon}_0$ tend vers 0, τ_{max} tend vers τ_{00} (cf. équation IV-11) et τ_∞ tend vers $\tau_{0\infty}$.

Sur une substance présentant le phénomène de fausse-thixotropie, les seules grandeurs que l'on puisse mesurer à l'aide de notre appareillage sont donc $\tau_{0\infty}$, τ_{00} et η_∞.

IV - 3-2. Milieu vibré.

Le mortier frais vibré se comportant comme un corps sans mémoire (cf. § IV-2), on peut considérer, qu'après un régime transitoire nécessaire à l'établissement d'un écoulement stable, on a $\dot{\varepsilon}_2 = 0$ à tout instant.

IV - 4. CONCLUSION GENERALE.

L'étude théorique fondée sur des hypothèses simplificatrices, montre que les seules caractéristiques correctement accessibles avec un viscosimètre à rotation sur des substances présentant le phénomène de fausse-thixotropie sont :

- le coefficient de viscosité plastique η_{pl} et le seuil de cisaillement τ_0 pour la substance dont la structure est parvenue au maximum de destruction,

- le seuil de cisaillement τ_{00} de la substance vierge de tout cisaillement.

Si on mesure la contrainte de cisaillement τ atteinte à un instant t, on opère sur une substance dont la structure diffère suivant les valeurs de $\dot{\varepsilon}_o$; tout se passe comme si, à chaque valeur de $\dot{\varepsilon}_o$, correspondait un corps différent. Les courbes d'écoulement tracées dans ces conditions ont la même forme que celles qui correspondent à un corps pseudo-plastique (cf. § I-2-1), mais avec un seuil de cisaillement.

On pourrait envisager de tracer la courbe d'écoulement d'un mortier parvenu toujours au même état de destruction de sa structure ; il faudrait, pour cela, établir la loi $t = f(\dot{\varepsilon}_o)$ qui donnerait, pour chaque valeur de $\dot{\varepsilon}_o$, le temps au bout duquel il faudrait mesurer τ.

Nous ne pouvons déterminer cette loi que pour la structure vierge de tout cisaillement -elle devient $t = 0$ quel que soit $\dot{\varepsilon}_o$- et pour la structure ayant subi la destruction maximum -elle devient $t = \infty$ quel que soit $\dot{\varepsilon}_o$.

CHAPITRE V

MODE OPERATOIRE

L'étude précédente permet de définir les conditions d'utilisation de l'appareillage décrit au chapitre II et de les appliquer à la détermination du seuil de cisaillement maximum τ_{oo} et au tracé des courbes d'écoulement

- du mortier frais au repos après que sa structure ait subi la destruction maximum,
- du mortier frais vibré.

V - 1. PREPARATION DE L'ECHANTILLON.

La fraction solide est d'abord homogénéisée à sec pendant trois minutes dans un malaxeur de laboratoire. Puis, la fraction liquide est ajoutée ; l'opération de malaxage se poursuit pendant cinq minutes.

Le mélange réalisé est déversé dans le récipient de mesure. La pesée de ce dernier, avec son contenu, permet de calculer la tare à fixer sur la table vibrante pour que celle-ci supporte toujours le même poids dans toutes les expériences.

La cuve est fixée rigidement au plateau de la table vibrante.

V - 2. MESURE DU SEUIL DE CISAILLEMENT MAXIMUM.

On fait descendre le mobile à ailettes approprié dans le mélange ainsi préparé. On monte ensuite le réducteur de vitesses sur la tête de mesure afin de pouvoir faire tourner son axe le plus lentement possible (0,3 tour/mn).

La valeur maximale de τ donnée par l'enregistrement correspond à τ_{oo} (cf. § IV-3-1).

Le viscosimètre, utilisé de cette façon, se comporte comme le "rigidimètre de L'HERMITE"(9).

V - 3. COURBE D'ECOULEMENT DU MORTIER FRAIS AU REPOS.

Théoriquement, au bout d'un temps infini,
$\tau = \tau_\infty = \tau_{0\infty} + \eta_{0\infty}\,\dot{\varepsilon}$ (cf. équation IV-1-1), et $\dot{\varepsilon}_2 = 0$ (cf. § IV-3-1).

La valeur de τ donnée par le viscosimètre est donc bien la valeur de τ au sein de la substance. L'équation d'état rhéologique devient indépendante du temps. Le mortier, parvenu à ce stade définitif de destruction devient un corps sans mémoire ; on peut, par conséquent, lui appliquer l'équation III-7 pour calculer $\dot{\varepsilon}$.

On connait τ et Ω ; on peut également connaître $\tau_{0\infty}$ (cf. § IV-3-1) ; on peut donc, théoriquement, calculer $\dot{\varepsilon}$.

Ces considérations sont le fruit d'une étude théorique basée sur des hypothèses qui reposent en partie sur l'irréversibilité totale de la destruction de la structure (cf. § IV-1-2-1). Or nous savons, qu'en réalité, le phénomène de fausse-thixotropie comporte une réorganisation très partielle de la structure, notamment lorsque le gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}$ diminue (cf. § I-3 et § IV-1-1).

L'influence de cette réorganisation partielle n'est sensible que sur la mesure de $\tau_{0\infty}$ qui n'est plus constant, mais dépend plus ou moins de $\dot{\varepsilon}$; ceci nous a conduit à adopter le mode opératoire décrit ci-après.

On fait tout d'abord tourner le mobile dans le mortier à la vitesse maximum, afin de détruire la structure le plus rapidement possible. On le fait ensuite tourner à des vitesses décroissantes en alternant les temps de cisaillement et les temps de repos. On obtient ainsi des diagrammes analogues à celui de la figure V-1.

Nous pouvons lire la déviation de la plume correspondant au cisaillement $\tau_\infty(\Omega)$ pour une vitesse de rotation Ω. La déviation résiduelle, lors du temps de repos suivant, correspond au seuil de cisaillement $\tau_{0\infty}(\Omega)$ relatif au cisaillement précédent. Nous connaissons, par conséquent, pour un Ω donné, les valeurs de τ_∞ et de $\tau_{0\infty}$. L'application de l'équation III-7 nous permet de calculer $\dot{\varepsilon}$. Le point $(\tau,\dot{\varepsilon})$ est un point de la courbe d'écoulement.

V - 4. COURBE D'ECOULEMENT DU MORTIER FRAIS VIBRE.

On opère par vitesses décroissantes, sans procéder à des temps de repos. En effet, et comme nous le verrons par la suite, la vibration supprime le seuil de cisaillement ; il n'est donc plus nécessaire de mesurer les cisaillements résiduels qui sont nuls. On calcule τ à l'aide des courbes d'étalonnage et $\dot{\varepsilon}$ est donné par l'équation III-9.

COURBES EXPERIMENTALES

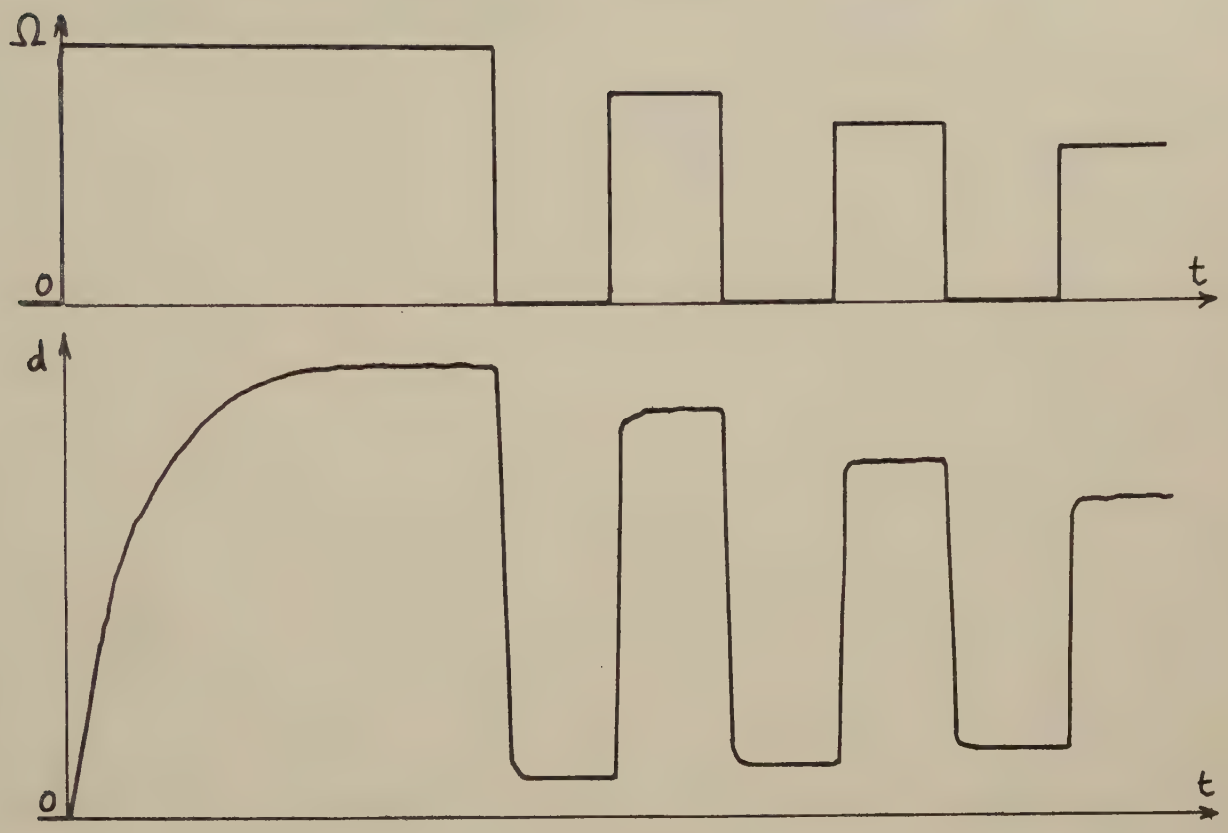


FIGURE V-1

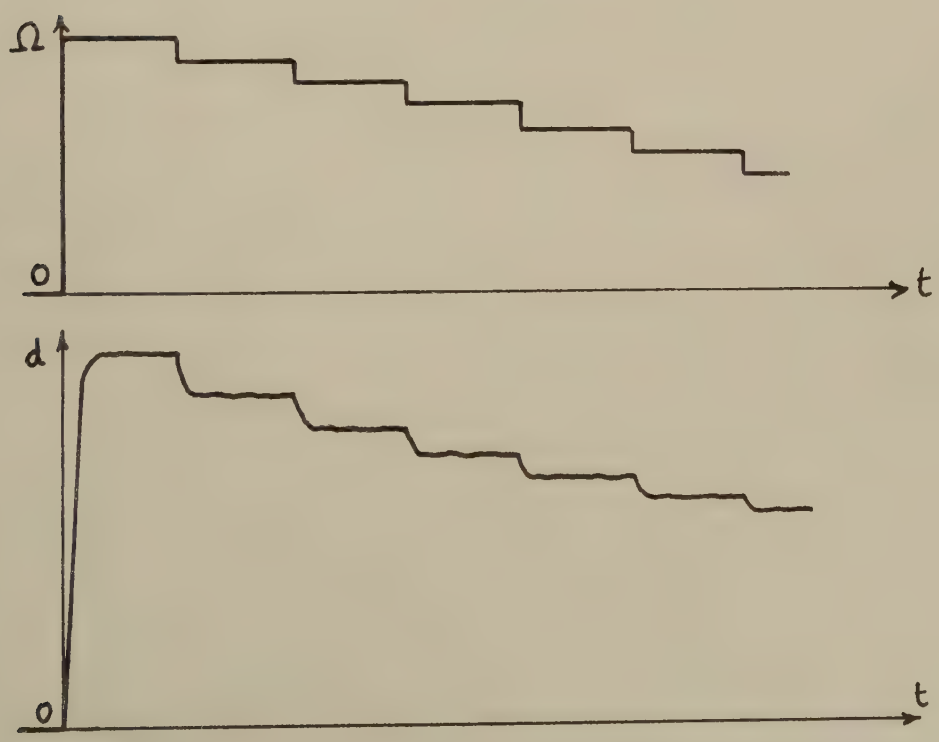


FIGURE V-2

Un enregistrement correspondant à ce type de mesure a été reproduit sur la figure V-2.

DEUXIEME PARTIE

LES COMPORTEMENTS RHEOLOGIQUES DES MORTIERS

Suivant sa composition ou sous l'action d'influences extérieures, un mortier peut présenter divers comportements rhéologiques.

La suppression du seuil de cisaillement du mortier sous l'action des vibrations apportant une énergie suffisante est bien connue.

Par contre, l'influence de la concentration en solide ainsi que celle de la forme des particules sur le comportement rhéologique des mortiers restent à préciser.

Il nous a paru indispensable de le faire et nous rapportons ci-après les résultats des recherches que nous avons effectuées à ce sujet.

CHAPITRE VI

INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN SOLIDE SUR LE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE DES MORTIERS.

VI - 1. CONCENTRATION VOLUMIQUE EN SOLIDE.

Soient V_S le volume de la phase solide et V_E celui de la phase liquide. Nous appellerons concentration volumique en solide C le rapport $C = \frac{V_S}{V_S + V_E}$.

Nous avons réalisé des mélanges à C variable et à V_S constant en ajoutant de l'eau à la substance. Pour mesurer C avec autant de précision que possible, nous avons prélevé une certaine quantité du mélange avant de le verser dans la cuve de mesure ; après avoir mesuré le poids P_1 de cet emprunt, nous avons placé celui-ci dans une étuve à 120°C pendant 24 heures, puis pesé à nouveau ; soit P_2 le poids obtenu.

$\tilde{\omega}_E$ et $\tilde{\omega}_S$ étant respectivement les poids spécifiques des phases liquide et solide, nous avons :

$$C = \frac{P_2/\tilde{\omega}_S}{P_2/\tilde{\omega}_S + (P_1-P_2)/\tilde{\omega}_E} = \frac{1}{1 + \frac{\tilde{\omega}_S}{\tilde{\omega}_E}\left(\frac{P_1}{P_2} - 1\right)} .$$

VI - 2. EVOLUTION DES COURBES D'ECOULEMENT.

L'expérimentation a été conduite sur un mortier (•) dont

(•) Nous avons étendu la notion de "mortier" déjà précisée dans l'introduction générale en considérant les pâtes pures de ciment comme des mortiers sans sable et les mélanges de sable et d'eau (ce qui est le cas dans cette étude) comme des mortiers sans ciment. On peut, en effet, considérer le ciment comme un sable, puisque notre étude concerne les comportements rhéologiques des mortiers avant prise du liant.

la partie solide était exclusivement constituée de calcite de MOSSET (Pyrénées-Orientales) broyée et utilisée en granulométrie comprise entre 0 et 100 µ (figure VI-1).

Pour différentes valeurs de C, nous avons tracé les courbes d'écoulement de ces mortiers, suivant qu'ils étaient soumis ou non à des vibrations.

VI - 2-1. Milieu non vibré (figure VI-2).

La figure montre qu'il existe deux valeurs particulières de C, soient $C_i^* = 0{,}595$ et $C_d^* = 0{,}622$ pour lesquelles il y a un changement de comportement rhéologique.

Lorsque $C \leqslant C_i^*$, les courbes sont caractéristiques d'un corps de Bingham.

Lorsque $C \geqslant C_d^*$, les courbes sont caractéristiques d'un corps visco-plastique dilatant.

Lorsque $C_i^* < C < C_d^*$, les points de mesure sont dispersés et le tracé des courbes très imprécis. Il semble que la tendance soit binghamienne pour des gradients de vitesse élevés et dilatante pour des gradients de vitesse plus faibles. C'est ce que montre la courbe en pointillé (C = 0,608) de la figure VI-2. On peut dire que le domaine de concentrations compris entre C_i^* et C_d^* est un domaine d'instabilité.

VI - 2-2. Milieu vibré (figure VI-3).

Nous observons encore un changement de comportement rhéologique pour deux valeurs particulières de la concentration :

$C_i^* = 0{,}595$ et $C_d^* = 0{,}622$.

Lorsque $C \leqslant C_i^*$, les courbes sont caractéristiques d'un corps pseudo-plastique.

Lorsque $C \geqslant C_d^*$, les courbes sont caractéristiques d'un corps exclusivement visqueux dilatant.

On retrouve entre C_i^* et C_d^* un domaine d'instabilité avec tendance pseudo-plastique pour des gradients de vitesse élevés et dilatante pour des gradients de vitesse plus faibles.

COURBES GRANULOMETRIQUES

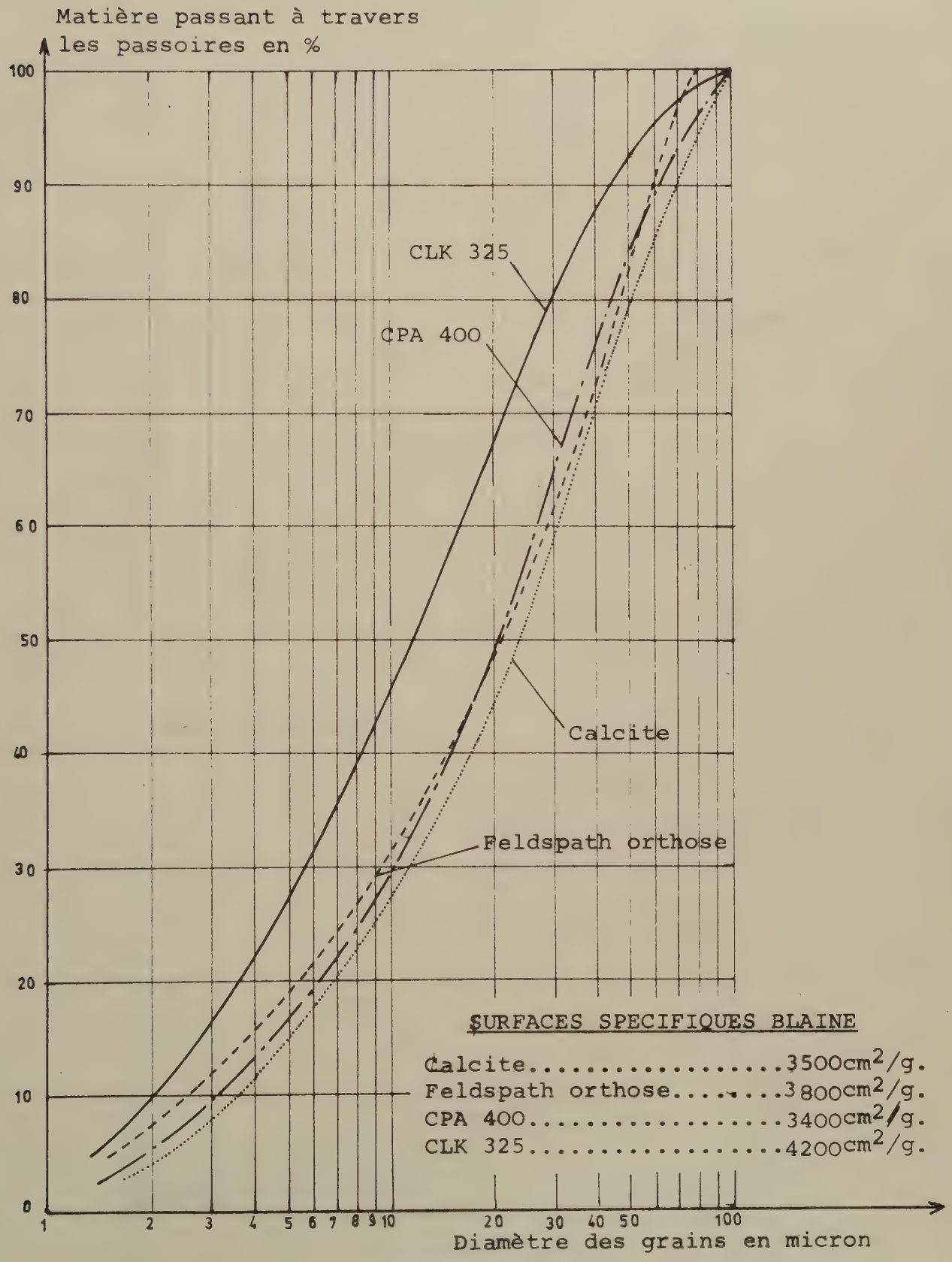


FIGURE VI-1

COURBES D'ECOULEMENT POUR DIFFERENTES CONCENTRATIONS EN SOLIDE (CALCITE)

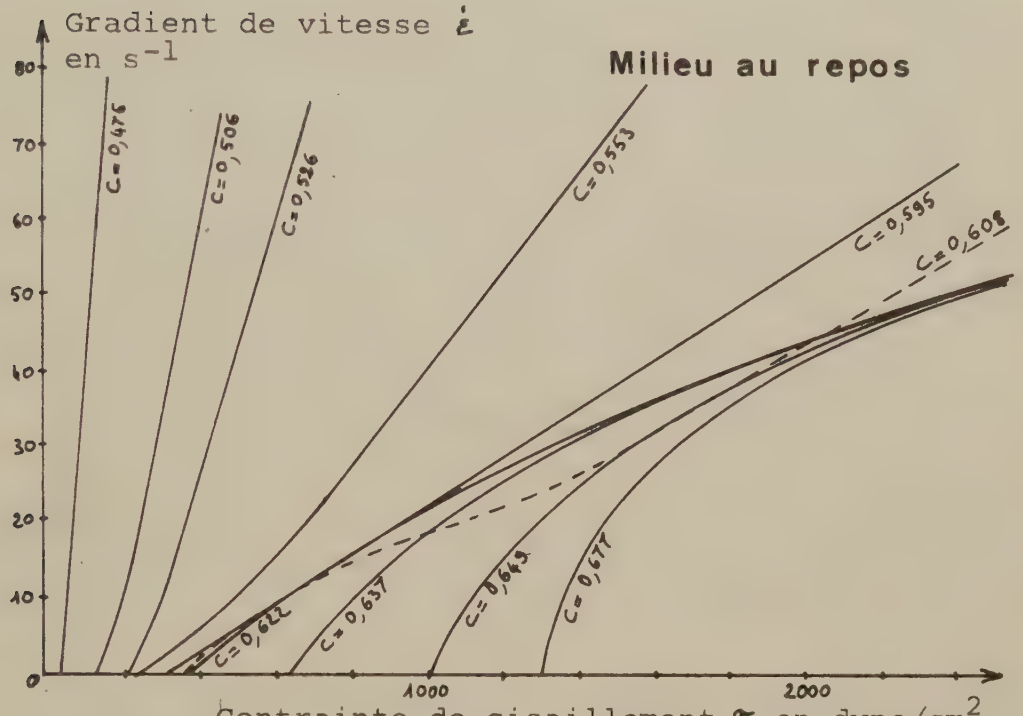


FIGURE VI-2

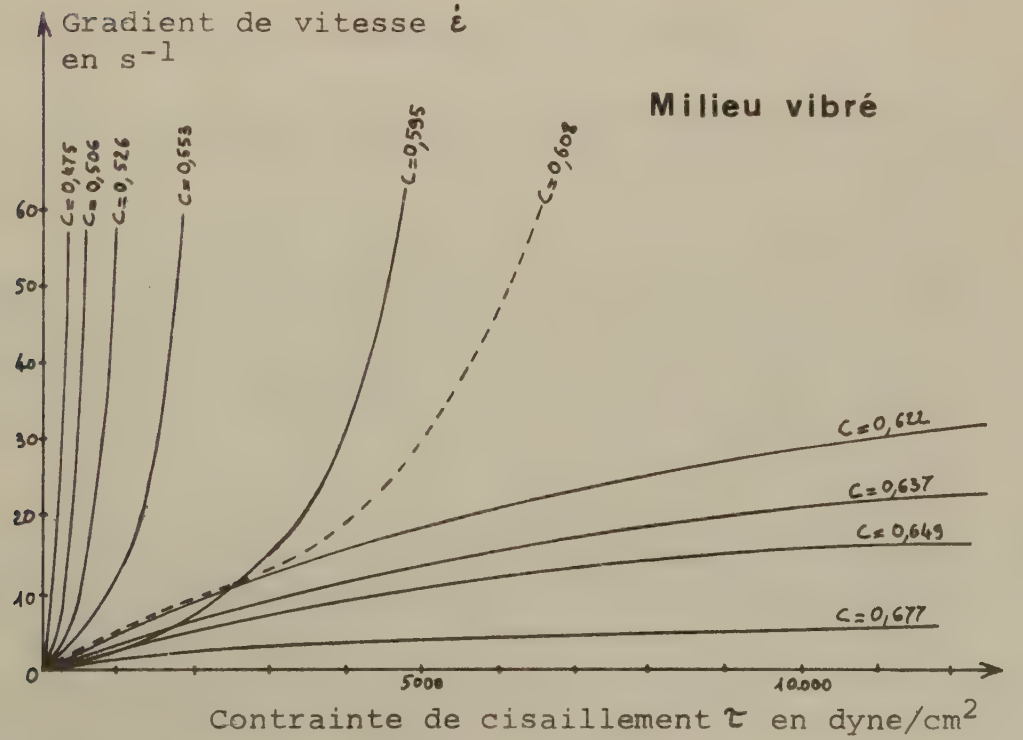


FIGURE VI-3

VI - 3. OBSERVATIONS.

VI - 3-1. Concentrations critiques.

Le domaine d'instabilité ne constitue pas uniquement une zone de transition entre deux comportements bien définis, zone toujours délicate à déterminer, la précision des instruments de mesure étant en général trop faible pour suivre la variation brusque des phénomènes. Il existe réellement, pour une gamme de concentrations relativement large, un régime aléatoire. Pour un mortier au repos comme pour un mortier vibré, on peut donc considérer qu'il y a trois comportements possibles suivant la concentration en solide et affirmer que les concentrations C_i^* et C_d^* sont des concentrations critiques ; nous dirons que, lorsque $C = C_i^*$, le mortier se trouve au "seuil d'instabilité" et que, lorsque $C = C_d^*$, il se trouve au "seuil de dilatance".

VI - 3-2. Influence de la vibration.

En supprimant le seuil de cisaillement, la vibration transforme un corps visco-plastique en corps exclusivement visqueux. Ce fait est déjà bien connu et, sur les chantiers, on se sert depuis longtemps de la vibration pour faciliter le moulage des éléments en béton.

Soulignons que C_i^* et C_d^* restent inchangés lors du passage de l'état de repos à l'état vibré. Autrement dit, les seuils de dilatance et d'instabilité sont indépendants de l'état dynamique du milieu.

VI - 3-3. Apparition de la dilatance.

L'apparition de la dilatance est nettement caractérisée lors du malaxage. Nous l'avons constaté en réalisant l'expérience ci-après.

Un mélange contenant peu d'eau est versé dans la cuve du malaxeur ; pendant l'opération d'homogénéisation, la substance se présente sous la forme de boules compactes, n'adhérant pas à la paroi (figure VI-4). Si on ajoute progressivement de l'eau, le mélange se transforme en une pâte visqueuse, collant à la paroi (figure VI-5). La mesure de C lors de la transformation nous a donné une valeur voisine de C_d^*.

Nous avons obtenu le même résultat en conduisant l'expérience en sens inverse, c'est-à-dire en partant d'un mélange contenant beaucoup d'eau dans lequel nous avons rajouté progressivement de la calcite broyée.

VI - 3-4. Vérification du comportement pseudo-plastique.

Nous avons retrouvé le comportement pseudo-plastique du

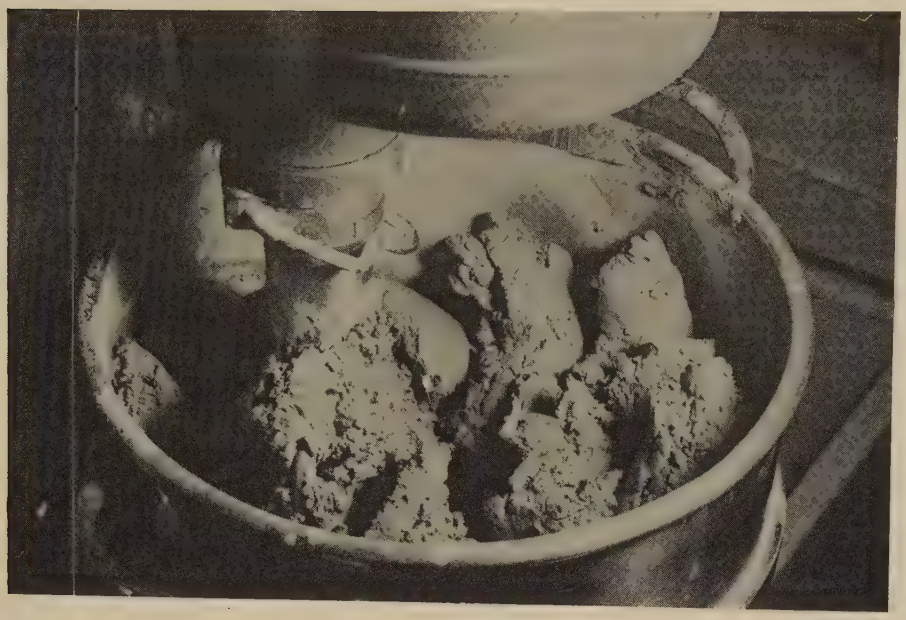


Figure VI-4

Figure VI-5

mortier vibré pour $C \leqslant C_i^*$ en traçant la courbe de vidange, sous vibration, d'un récipient cylindrique percé d'un orifice calibré (figure VI-6) et rempli d'un mortier bien déterminé pris à titre d'exemple. Cette courbe a été reportée sur la figure VI-7 (courbe 1). h désigne la distance séparant la surface libre d'un plan de référence horizontal passant par le bord supérieur de l'orifice. Au bout de 200 secondes, le niveau a baissé de h_o = 8 cm.

Nous avons tracé, par ailleurs, la courbe de vidange théorique du récipient, en supposant ce dernier rempli d'un fluide newtonien suffisamment visqueux pour s'écouler de 8 cm en 200 secondes. La loi de vidange, pour un tel fluide, est de la forme :

$$\sqrt{h_o} - \sqrt{h} = kt.$$

La courbe représentative correspondante (courbe 2) nous montre que, pour arriver au même niveau au bout du même temps, le mortier ne suit pas la même loi que le fluide newtonien.

La courbe 3 représente la loi de vidange pour un fluide newtonien qui descendrait de 5 cm en 50 secondes. Nous voyons que le mortier commence par descendre plus vite que le fluide newtonien, mais que ce dernier le rattrape au bout de 50 secondes.

Ces phénomènes ne peuvent s'expliquer que par une augmentation du coefficient de viscosité absolue du mortier lorsque la charge diminue, c'est-à-dire par un comportement pseudo-plastique.

VI - 4. GENERALISATION - CONCLUSION.

Les phénomènes décrits dans ce chapitre ont été observés sur des mélanges d'eau et de calcite broyée. Nous avons constaté des faits analogues sur divers mortiers ; le lecteur pourra trouver, à titre d'exemple, les courbes d'écoulement obtenues avec des sables de nature minéralogique différente ainsi qu'avec des ciments variés.

Les figures VI-8 et VI-9 représentent les courbes d'écoulement d'un mélange de feldspath orthose (Madagascar) broyé et d'eau.

Les mélanges confectionnés avec des liants hydrauliques présentent les courbes d'écoulement représentées sur les figures VI-10 et VI-11 pour un ciment Portland artificiel et les figures VI-12 et VI-13 pour un ciment de laitier au clinker.

Les caractéristiques granulométriques des différents constituants sont données sur la figure VI-1.

ETUDE DE LA VIDANGE D'UN RECIPIENT

APPAREILLAGE DE MESURE

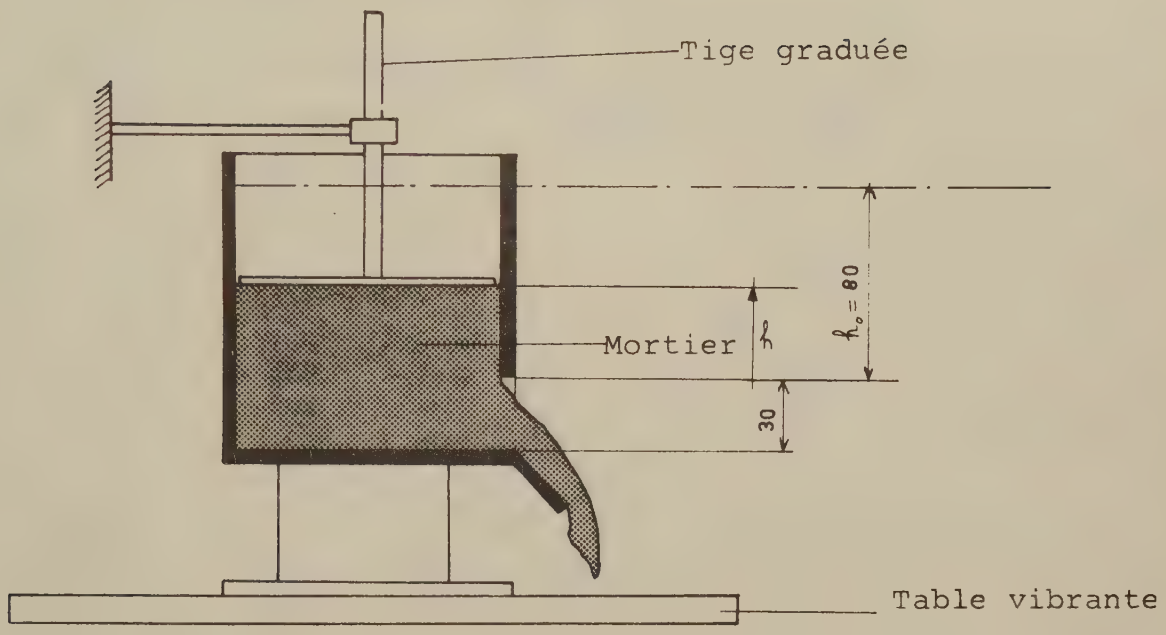


FIGURE VI-6

COURBE DE VIDANGE

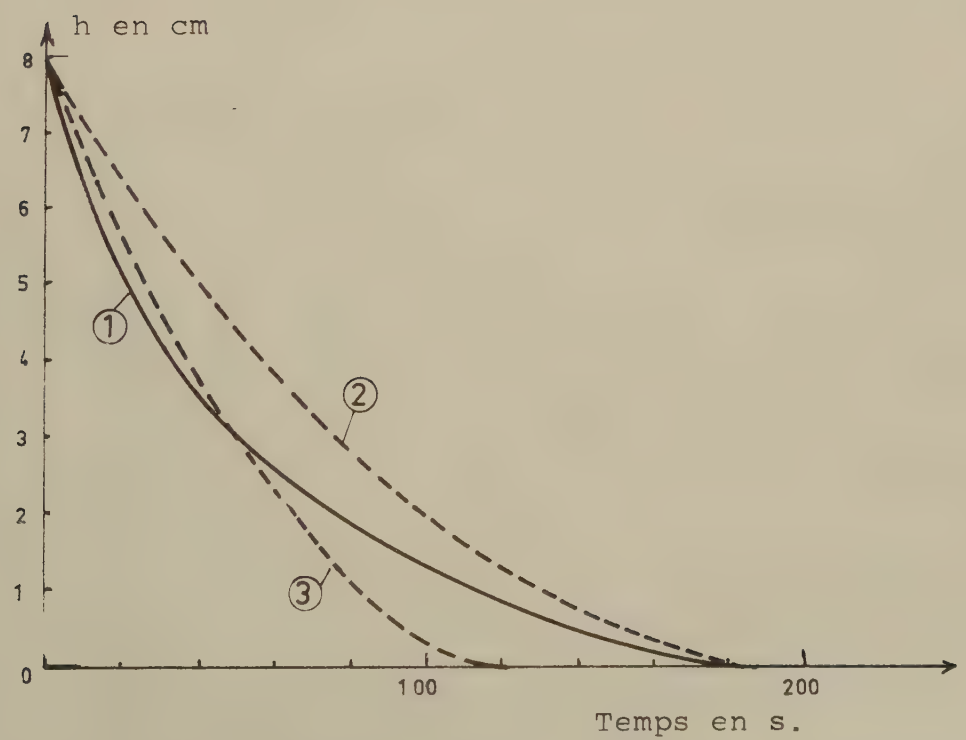


FIGURE VI-7

COURBES D'ECOULEMENT POUR DIFFERENTES CONCENTRATIONS EN SOLIDE (FELDSPATH ORTHOSE)

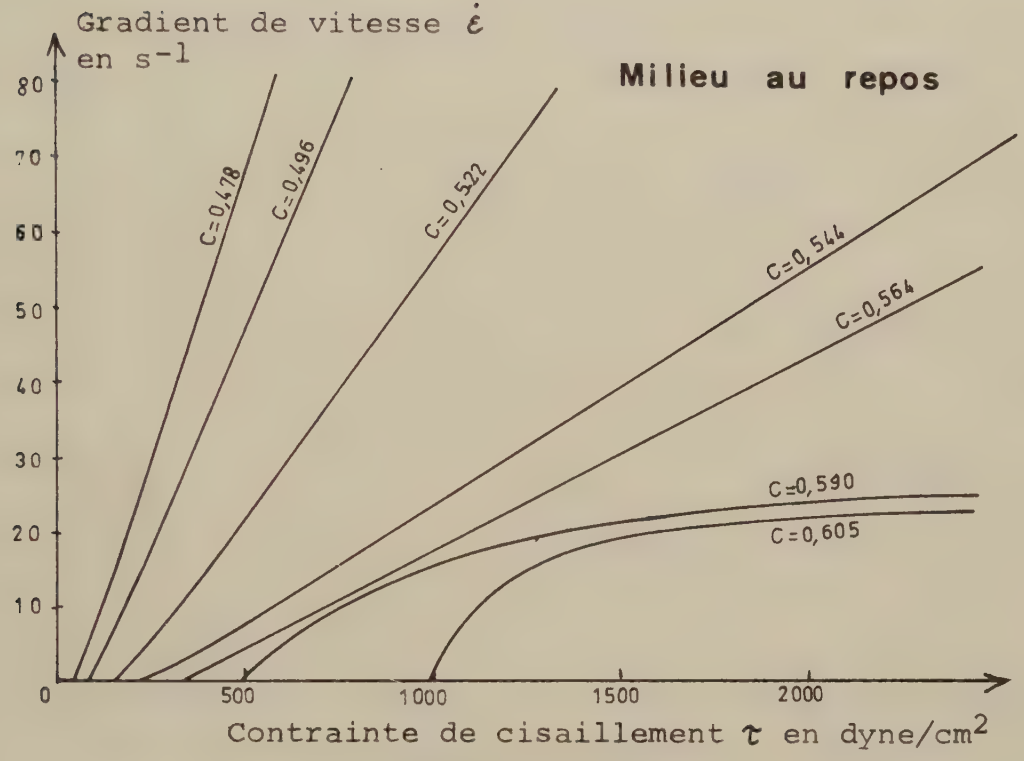


FIGURE VI-8

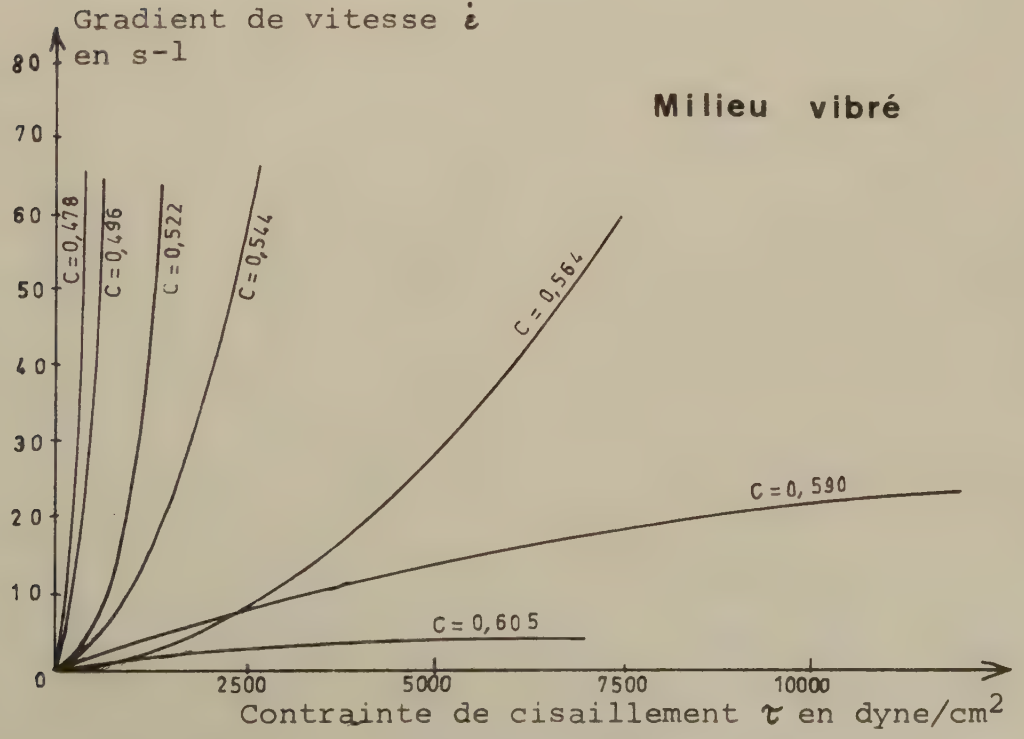
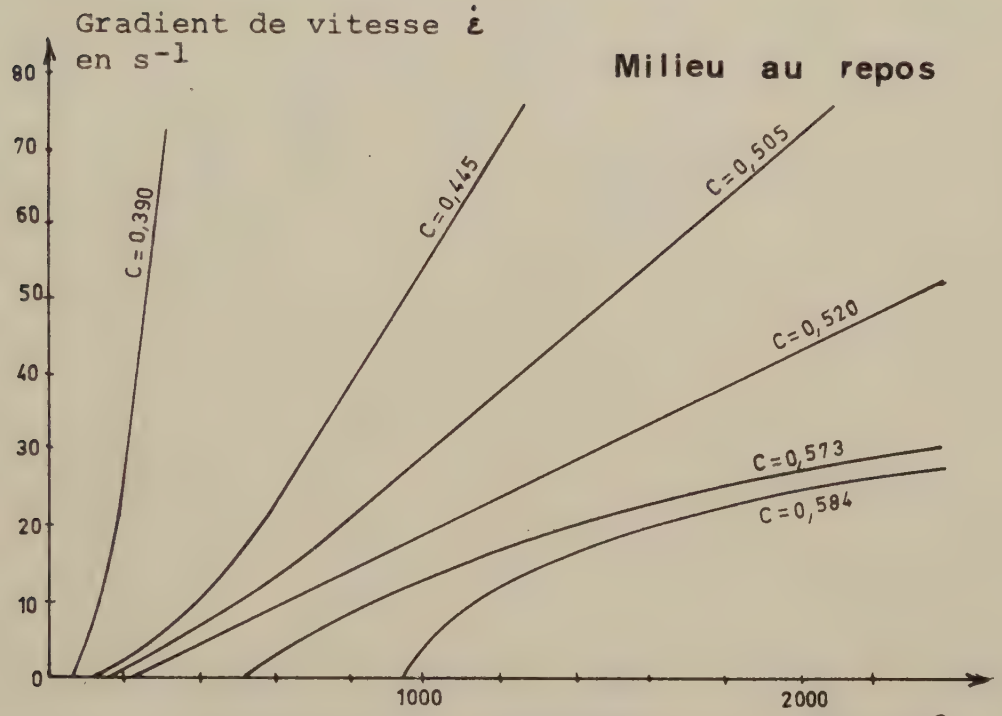


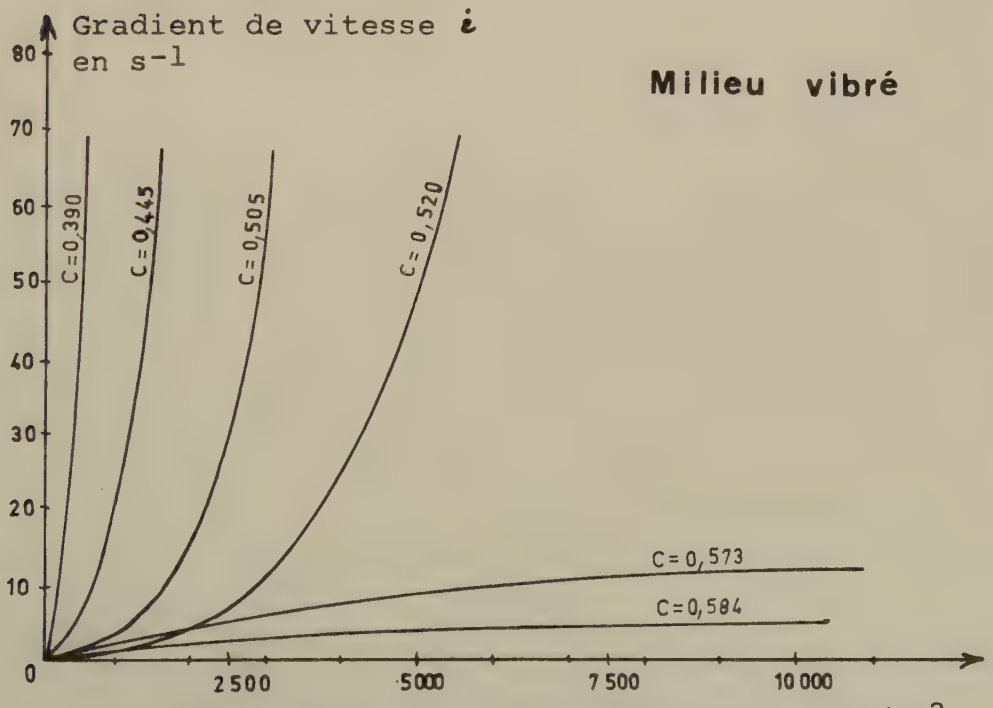
FIGURE VI-9

COURBES D'ECOULEMENT POUR DIFFERENTES CONCENTRATIONS EN SOLIDE (CPA 400)



Contrainte de cisaillement τ en dyne/cm^2

FIGURE VI-10



Contrainte de cisaillement τ en dyne/cm^2

FIGURE VI-11

COURBES D'ECOULEMENT POUR DIFFERENTES CONCENTRATIONS EN SOLIDE (CLK 325)

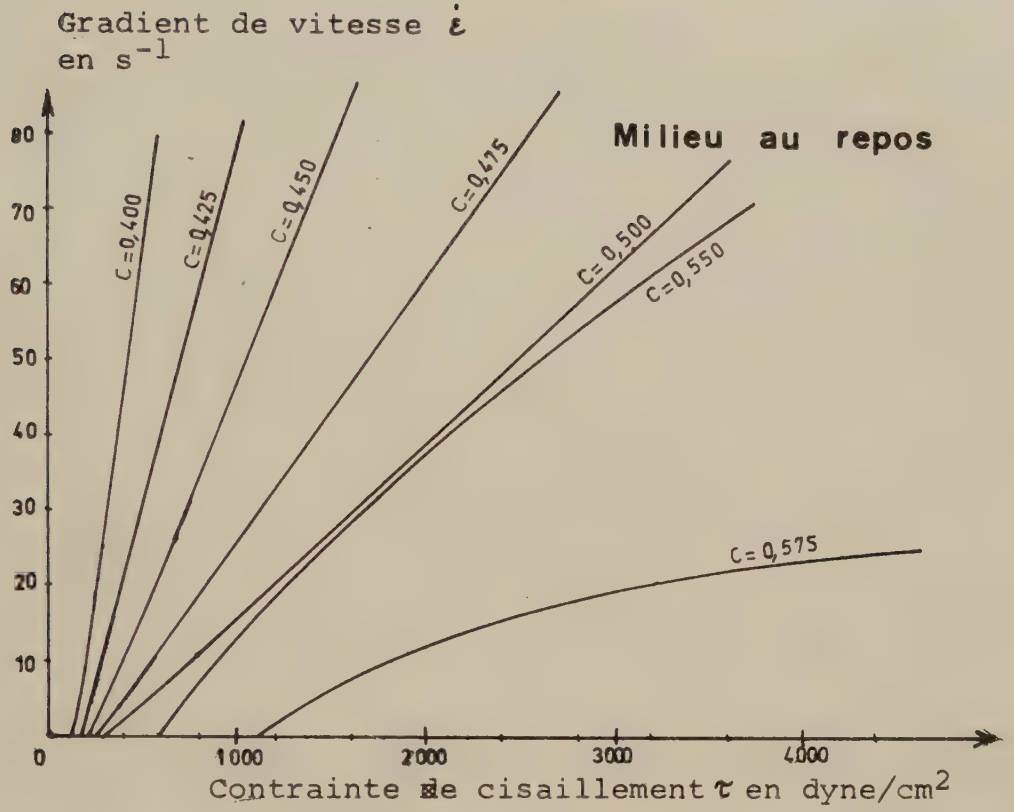


FIGURE VI-12

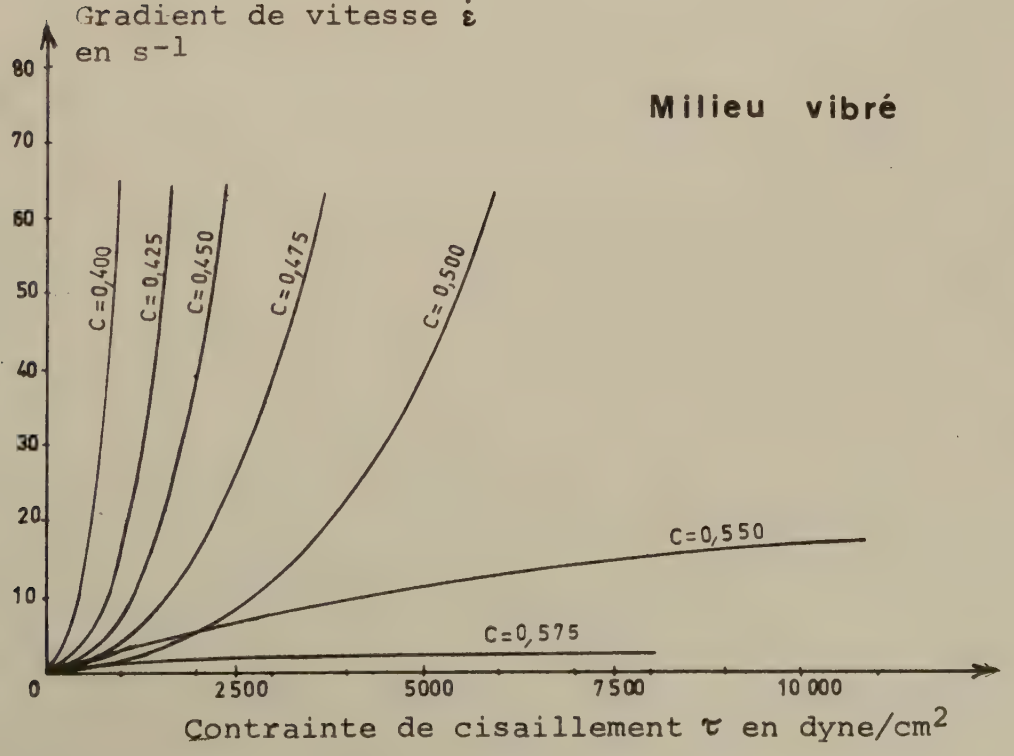


FIGURE VI-13

Ainsi, le phénomène de changement de comportement rhéologique pour des valeurs critiques de la concentration en solide est général.

En outre, on remarque qu'il y a une analogie dans les comportements rhéologiques des pâtes pures de ciment, d'une part, et des mélanges de sable et d'eau, d'autre part. C'est ainsi que, dans un mortier de sable et de ciment, la substitution complète de sable très fin au ciment donne une substance dont le comportement rhéologique est identique à celui du mortier initial. Nos autres expériences ont pu être menées sur des mélanges rhéologiquement semblables aux mortiers de sable et de ciment, mais qui ne présentaient pas l'inconvénient de la prise. Ces considérations contribuent à justifier l'extension que nous avons donnée à la définition du mot mortier (cf. § VI-2) et qui aurait pu paraître abusive au lecteur.

CHAPITRE VII

INFLUENCE DE LA FORME DES PARTICULES SUR LE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE DES MORTIERS.

VII -1. COMPOSITION DES MORTIERS UTILISES.

VII -1-1. Phase solide.

Nous avons pris comme phase solide un liant hydraulique et des granulats de verre. Ces derniers étaient soit des billes, soit des fragments anguleux résultant d'un broyage. Par tamisages et reconstitutions, nous avons pu obtenir différentes classes de granulats sphériques et les mêmes classes de granulats anguleux. A titre d'exemple, le lecteur trouvera sur les figures VII-1 et VII-2 les photographies des deux types de granulats, pris dans une même classe granulométrique.

Nous avons désigné par R le rapport de volume de ciment au volume solide total.

VII -1-2. Phase liquide.

Les grains de verre ont tendance à floculer dans l'eau et il en résulte des comportements rhéologiques différents de ceux observés avec les mortiers usuels (rhéopexie).

Pour éviter cette floculation ainsi que la prise du liant, nous avons pris pour phase liquide de l'alcool butylique, qui est un défloculant.

VII -2. RESULTATS.

Nous avons tracé les courbes d'écoulement sous vibration des mortiers réalisés avec des granulats anguleux et de ceux préparés avec des grains sphériques. L'étude suivante porte sur des mélanges dont les grains avaient des dimensions comprises entre 200 et 400 µ et uniquement dans le domaine de concentrations inférieures à la concentration critique C_i^*, avec R = 0,30 (figures VII-3 et VII-4).

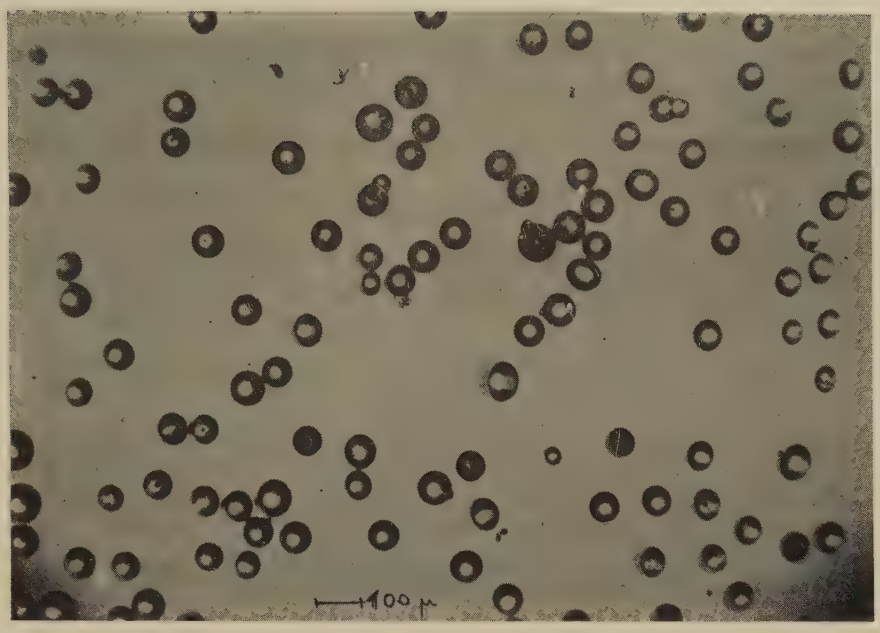


Figure VII-1

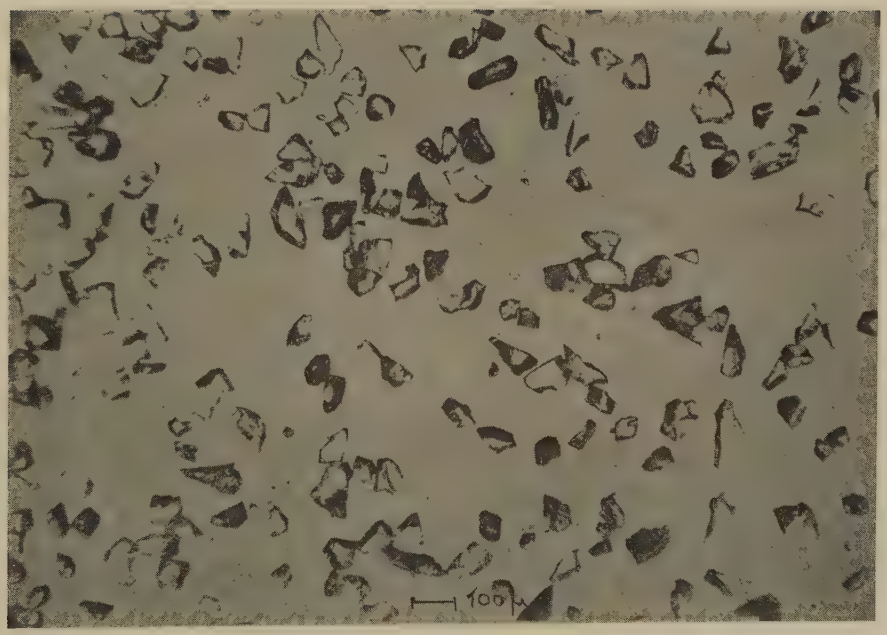


Figure VII-2

INFLUENCE DE LA FORME DES GRAINS SUR LES COURBES D'ECOULEMENT

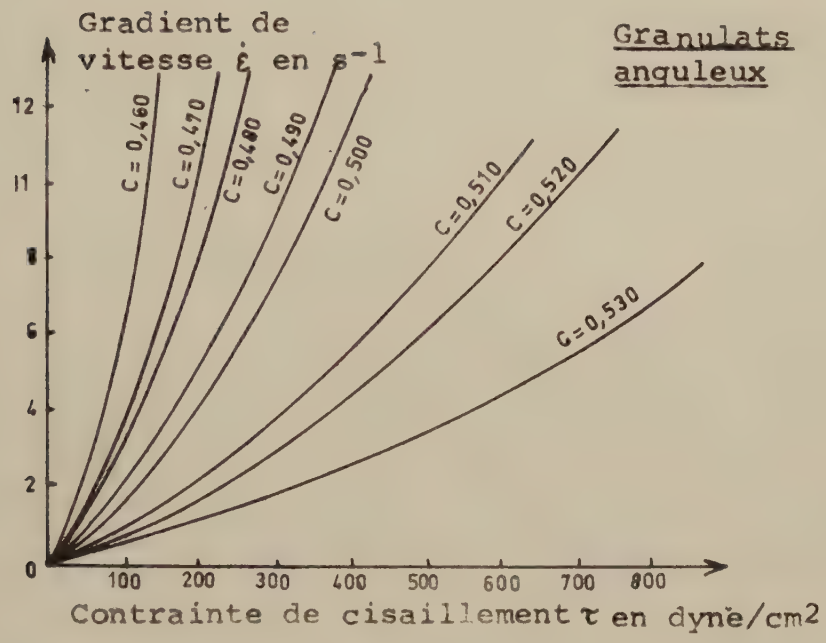


FIGURE VII-3

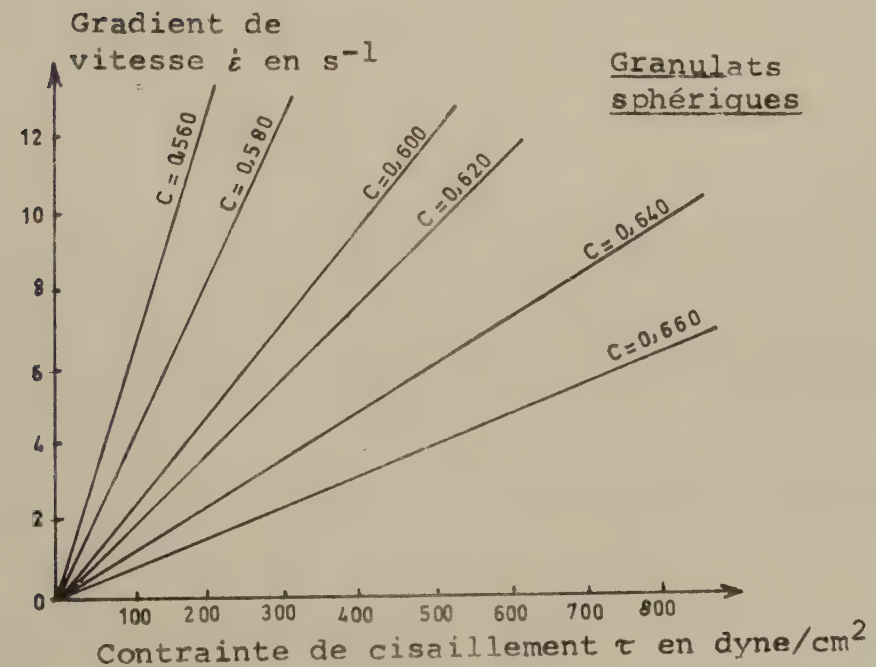


FIGURE VII-4

On constate que le comportement est pseudo-plastique pour des granulats anguleux, mais qu'il devient newtonien lorsque les granulats sont sphériques.

Nous avons observé le même phénomène pour diverses granulométries.

Nous n'avons pas relevé de changement de comportement dans le domaine dilatant.

VII -3. INTERPRETATION.

Le comportement pseudo-plastique est une conséquence directe de la forme anguleuse des grains. Ce fait a été observé par de nombreux auteurs dans la rhéologie des polymères et attribué à la forme allongée des particules. Une orientation quelconque au sein de la substance fait place à une orientation privilégiée dans la direction de l'écoulement sous l'action d'un gradient de vitesse. A mesure que ce dernier augmente, le phénomène se généralise, ce qui provoque la diminution du coefficient de viscosité apparente de la substance (10)[a].

Les grains de sable, de verre ou de ciment que nous avons utilisés ne présentent pas une forme spécifiquement allongée, mais leur forme anguleuse leur confère cependant un profil hydrodynamique susceptible de s'orienter. Il en résulte un comportement pseudo-plastique du mélange. Nous pensons que la vibration, en facilitant l'orientation des grains, accentue le phénomène.

Remarque.

Dans les mélanges réalisés avec des granulats de verre sphériques, les grains de ciment laissent subsister une fraction anguleuse. Pour déterminer le rôle joué par cette dernière dans le comportement rhéologique de tels mélanges, nous avons fait varier le rapport R et mesuré la pente $P = tg\ \theta$ des courbes d'écoulement correspondantes, tracées en coordonnées logarithmiques. Lorsque $P > 1$, le comportement est pseudo-plastique ; il devient newtonien lorsque $P = 1$.

Sur la figure VII-5, la courbe $P = f(R)$ est relative à un mélange réalisé avec les mêmes granulats que ceux qui nous ont servi à tracer les courbes de la figure VII-4.

On constate que P décroît avec R et tend vers 1. La tendance du comportement rhéologique des mélanges à devenir newtonien quand R diminue est très nette ; pour R = 30 %, P est très voisin de 1, ce qui confirme le fait que les courbes d'écoulement correspondantes soient pratiquement des droites (cf. figure VII-4).

PSEUDO-PLASTICITE DES MORTIERS. COURBE $P = f(R)$

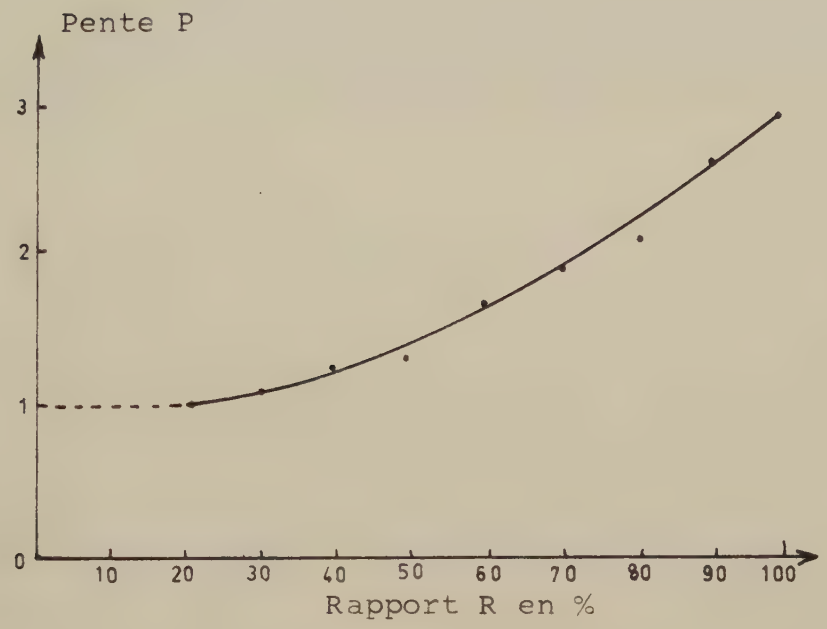


FIGURE VII-5

Cela paraît aller à l'encontre du phénomène connu dans la pratique suivant lequel les éléments fins jouent un rôle prépondérant dans la viscosité des mortiers. En effet, ici, 70 % de granulats relativement gros rendent négligeable l'influence de 30 % de ciment. Mais il ne faut pas oublier que l'influence de la forme dont il est question ici est relative au comportement rhéologique des mortiers et non à leur viscosité. En d'autres termes, si, par leur forme, les grains les plus gros peuvent modifier le comportement rhéologique d'un mortier, le rôle joué par la partie fine des granulats reste essentiel dans la viscosité de ce matériau.

CHAPITRE VIII

ETUDE DU SEUIL DE DILATANCE

VIII-1. DEFINITIONS.

VIII-1-1. Concentrations.

Les mélanges dont nous venons d'étudier le comportement rhéologique contiennent généralement de l'air ; pour préciser les phénomènes observés et l'influence des divers facteurs dont ils dépendent, il convient de tenir compte explicitement de l'existence de la phase gazeuse. Pour celà, il faut introduire :

- la concentration en solide $v_S = \dfrac{V_S}{V_S + V_E + V_A}$,
- la concentration en liquide $v_E = \dfrac{V_E}{V_S + V_E + V_A}$,
- la concentration en air $v_A = \dfrac{V_A}{V_S + V_E + V_A}$.

Lorsqu'un mélange sera au seuil de dilatance (cf. § VI-3-1), nous affecterons les lettres qui représentent les différentes concentrations d'un astérisque et de l'indice d qui caractérise la dilatance. Ainsi, par exemple, nous noterons $(v_A^*)_d$ la concentration totale en air d'un mélange se trouvant au seuil de dilatance.

VIII-1-2. Compacité.

On appelle compacité C_p d'un sable le rapport du volume solide au volume total. Ce dernier est égal à la somme du volume solide et du volume des espaces intergranulaires.

VIII-1-3. Mise en place.

Les différents procédés de mise en place (vibration, compactage) contribuent à chasser l'air contenu au sein du mélange. Nous dirons que la mise en place est "optimum" lorsque l'air ne quitte plus le mélange, quel que soit le procédé de mise en place utilisé.

VIII-1-4. Assemblage des particules.

Nous appellerons "assemblage" des particules la façon dont se disposent géométriquement ces dernières.

Nous dirons que l'"assemblage" est "compact" lorsque le volume intergranulaire est le plus faible possible. Lorsque ceci n'est pas réalisé, nous dirons que l'assemblage est "lâche".

Les particules forment un "assemblage lâche maximum" lorsque la moindre augmentation du volume intergranulaire entraîne la disparition des contacts entre particules.

VIII-2. ROLE JOUE PAR LA COMPACITE DE LA PHASE SOLIDE DANS L'APPARITION DE LA DILATANCE.

D'après OSBORNE REYNOLDS (10)[b], lorsque le phénomène de dilatance apparait dans une suspension, le squelette solide offre une compacité maximale et la quantité de liquide est juste suffisante pour remplir les espaces intergranulaires.

La concentration critique $(C^*)_d$ devrait donc être liée à la compacité C_p de la phase solide ; c'est ce que nous avons essayé de vérifier.

VIII-2-1. Méthode expérimentale.

Afin de faire varier la compacité de la phase solide, nous avons mélangé en différentes proportions trois sables de même nature minéralogique (sable de Leucate) : un sable S_a dont la dimension des grains était comprise entre 0,1 et 0,4 mm, un sable S_b allant de 0,4 à 0,8 mm et un sable S_c allant de 0,8 à 1,6 mm. Pour que les différents mélanges ainsi réalisés puissent donner, avec de l'eau, des suspensions stables, nous avons introduit chaque fois 20 % en volume d'un sable de calcite F dont les grains présentaient des dimensions inférieures à 100 µ et dont la surface spécifique Blaine était égale à 3500 cm^2/g.

Trois séries de mesures ont été réalisées.

1°) Mesure de la compacité C_{pf} du mélange foisonné : pour chaque mélange sec ($S_a + S_b + S_c + F$) a été mesuré le volume V_S de matière solide capable de remplir un volume V_T déterminé. Nous avons utilisé, pour cela, l'appareillage à entonnoir à hauteur de chute constante destiné à la mesure des densités apparentes. On a :

$$C_{pf} = \frac{V_S}{V_T} .$$

2°) Mesure de la compacité C_{pt} du mélange compact : la même opération a été répétée, mais en compactant les mélanges afin qu'ils présentent un tassement maximal en utilisant, pour cela, l'appareillage automatique de l'essai PROCTOR (11). On obtient ainsi une autre compacité C_{pt}.

3°) Mesure de la concentration critique $(C^*)_d$: nous avons ajouté progressivement de l'eau à chaque mélange en homogénéisant les deux phases, en mesurant chaque fois la concentration $(C^*)_d$.

VIII-2-2. Résultats.

Les courbes C_{pf} = Cte (figure VIII-1), C_{pt} = Cte (figure VIII-2) et $(C^*)_d$ = Cte (figure VIII-3) ont été reportées sur des diagrammes triangulaires (12)[a].

Elles peuvent être considérées comme les courbes de niveau de trois surfaces $[C_{pf}]$, $[C_{pt}]$ et $[(C^*)_d]$ (figure VIII-4).

VIII-2-3. Interprétation.

L'observation de ces différentes figures permet de constater que le configuration des trois surfaces est la même : compacité du squelette solide et concentration critique sont donc deux grandeurs directement liées.

Le fait que $[(C^*)_d]$ se situe entre $[C_{pt}]$ et $[C_{pf}]$ n'infirme pas l'hypothèse d'OSBORNE REYNOLDS qui voudrait que $[C_{pt}]$ et $[(C^*)_d]$ soient confondues ; en effet, dans des mélanges présentant des concentrations en solide élevées telles que $(C^*)_d$, la présence de bulles d'air occlus lors du malaxage est inévitable. En conséquence, l'assemblage compact des grains au sein du mélange est perturbé par la présence de parois créées par l'interface eau-air dû à ces bulles. Les volumes des espaces existant entre ces parois et les grains situés à leur contact sont plus importants que ceux qui se trouvent entre les grains, loin des bulles d'air. Ces espaces étant remplis par de l'eau, il est alors logique que la concentration critique $(C^*)_d$ soit inférieure à la compacité C_{pt} du mélange compact.

Les bulles d'air provoquent donc un "effet de paroi" interne, analogue à celui que l'on rencontre au contact des parois dans le moulage du béton. Cet effet varie dans le même sens que $\Delta C_{pt} = C_{pt} - (C^*)_d$.

La courbe représentative de la variation de ΔC_{pt} en fonction de $(C^*)_d$ (figure VIII-5) permet de constater que l'effet de paroi est d'autant plus important que $(C^*)_d$ est plus faible.

La figure VIII-5 donne également la courbe représentative de la variation de $\Delta C_{pf} = (C^*)_d - C_{pf}$. Le fait que cette courbe se situe

DIAGRAMME TRIANGULAIRE

COURBES $C_{pf} = C_{te}$

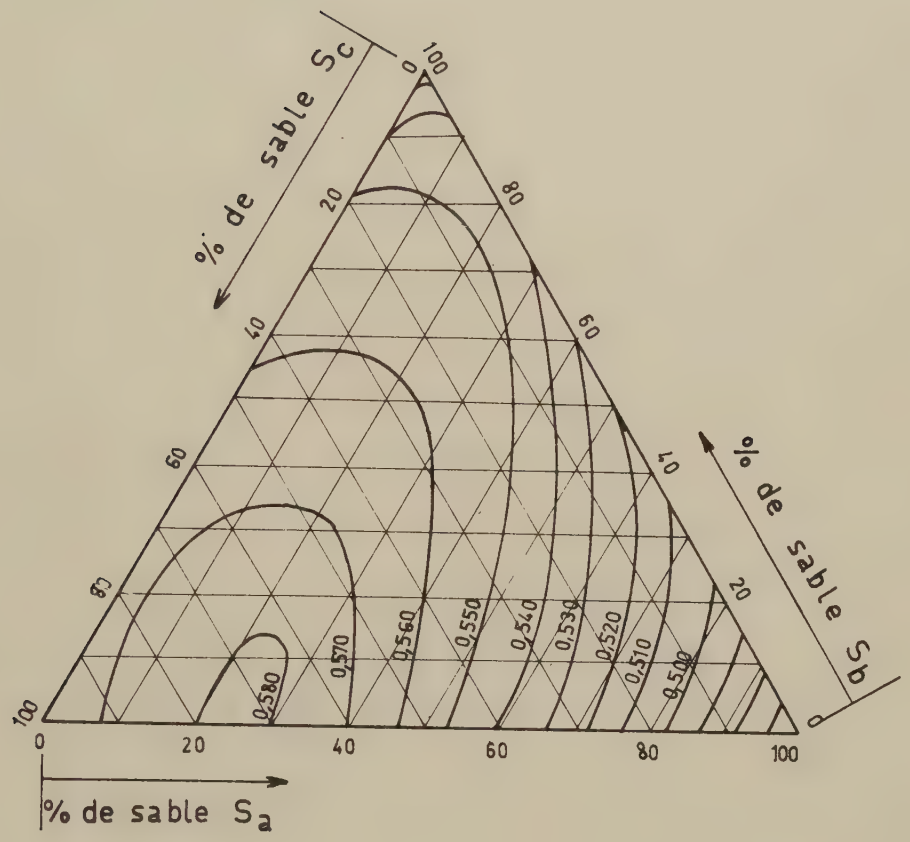


FIGURE VIII-1

DIAGRAMME TRIANGULAIRE

COURBES $C_{pt} = C_{te}$

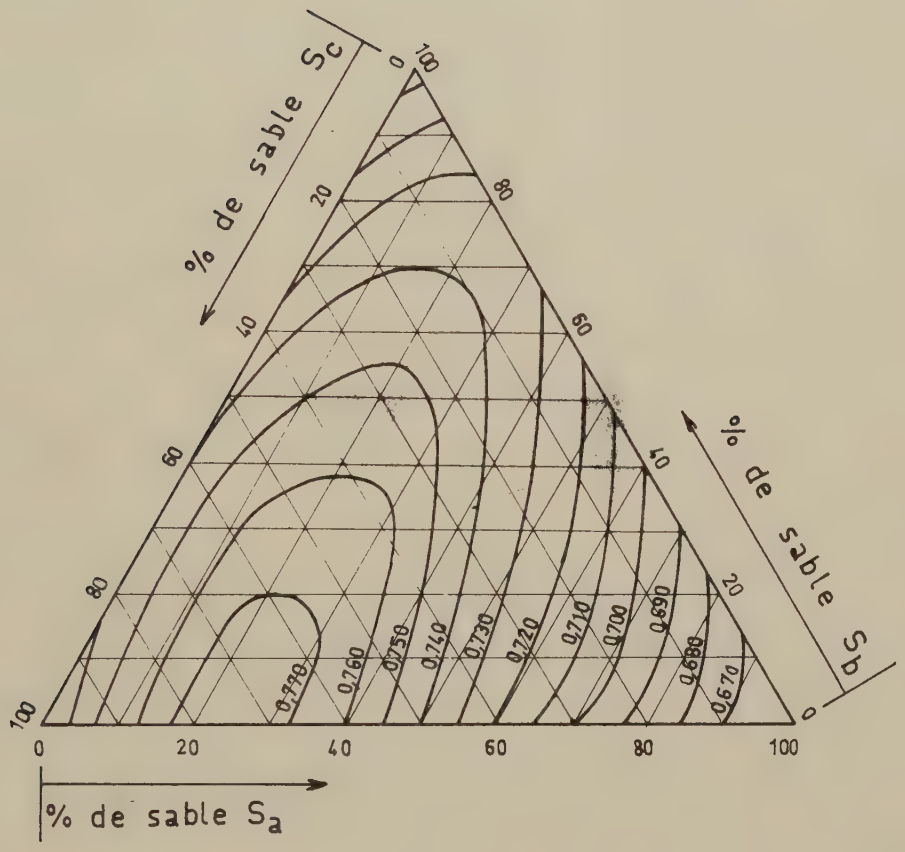


FIGURE VIII-2

DIAGRAMME TRIANGULAIRE

COURBES $(C^*)_d = C_{te}$

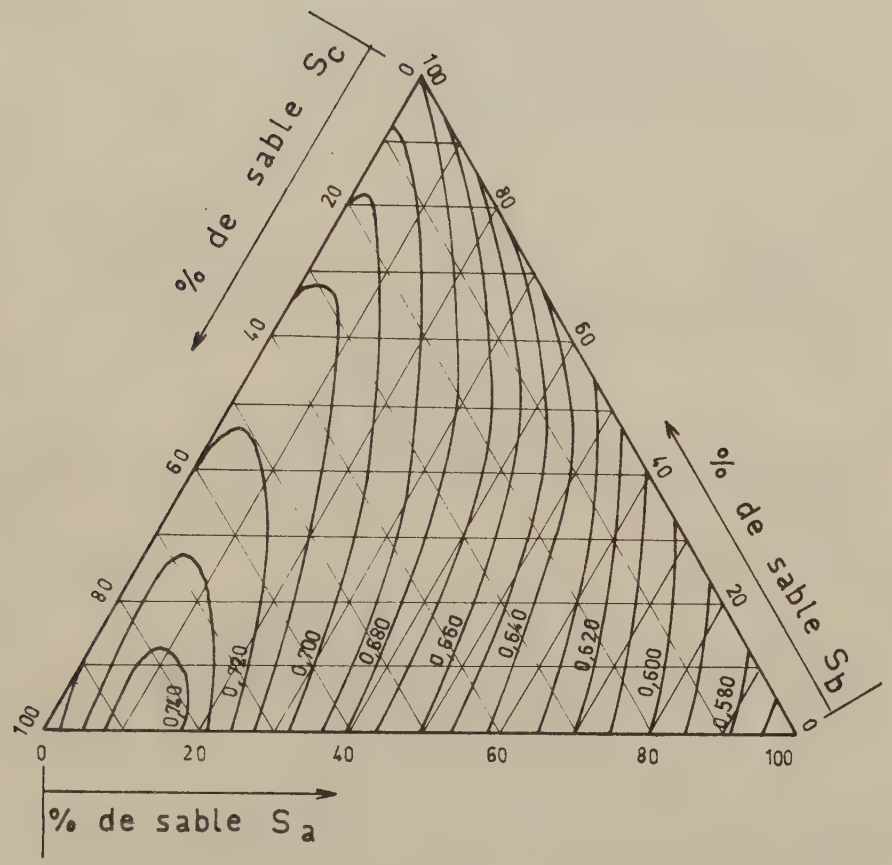


FIGURE VIII-3

SURFACES $[C_{pf}]$, $[C_{pt}]$, $[(C^*)_d]$

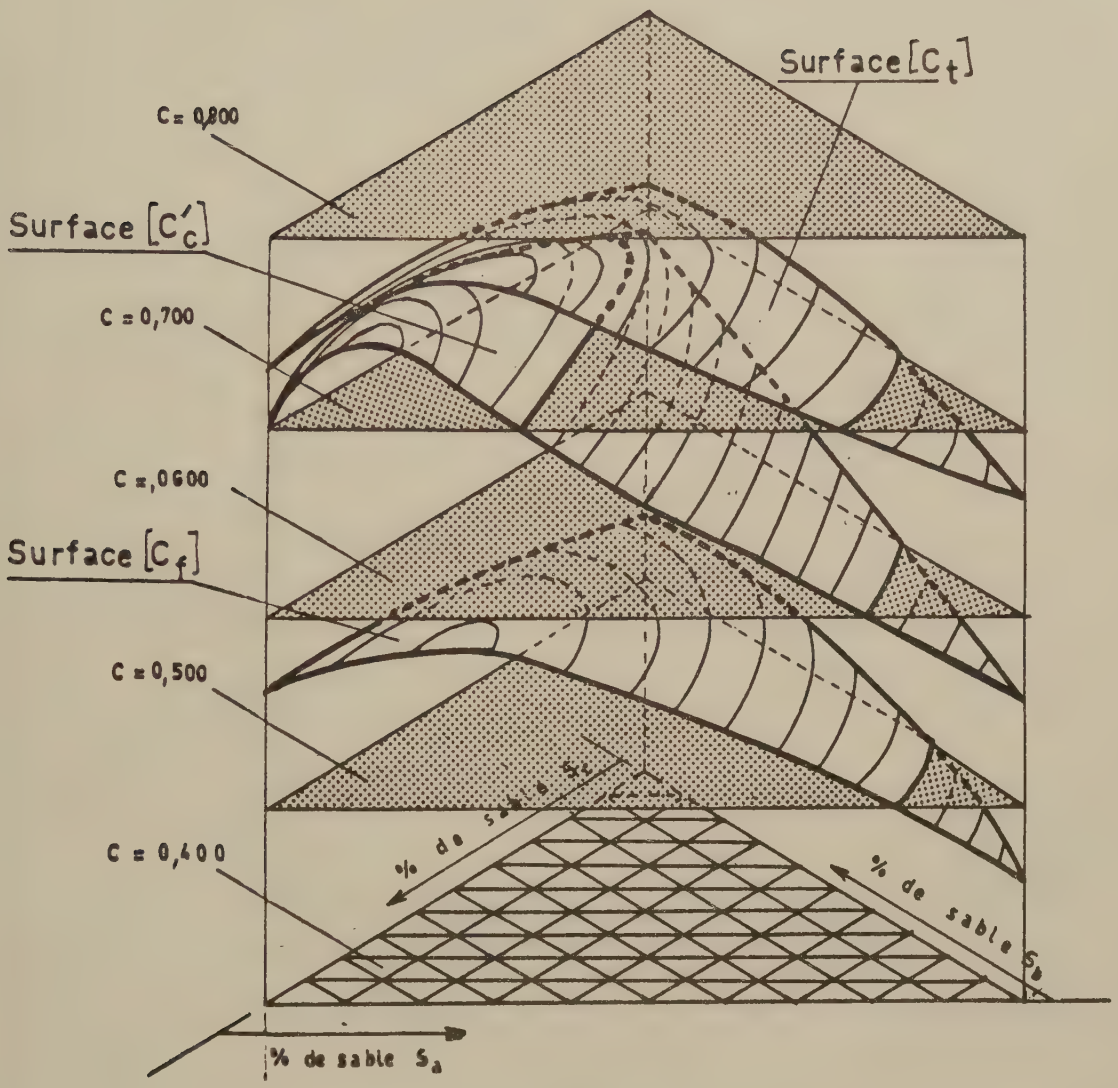


FIGURE VIII-4

COURBES $\Delta C_{pf} = f[(C^*)_d]$ ET $\Delta C_{pt} = g[(C^*)_d]$

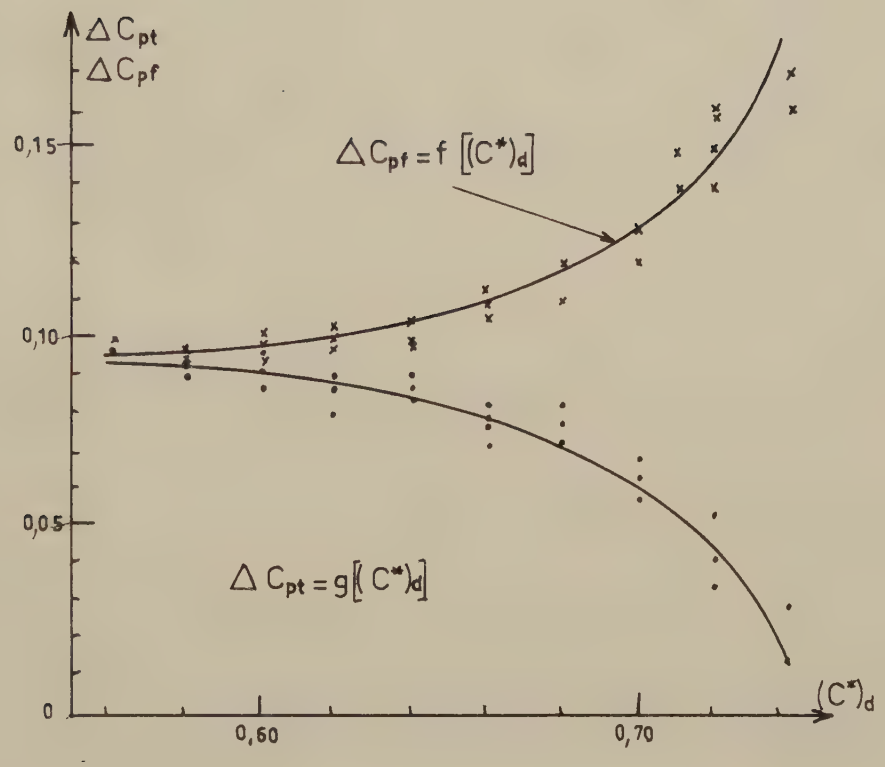


FIGURE VIII-5

toujours au-dessus de la précédente montre que la surface $[(C^*)_d]$ est toujours plus proche de la surface $[C_{pt}]$ que de la surface $[C_{pf}]$ et confirme donc bien que c'est l'assemblage compact des grains et non l'assemblage lâche qui est responsable de l'apparition de la dilatance.

VIII-2-4. Conclusion.

La concentration critique $(C^*)_d$ d'un mortier est liée à la compacité C_{pt} de la phase solide. La dilatance apparait lorsque l'assemblage des grains est tel qu'il confère au squelette solide une compacité maximum. Cependant, l'existence d'un effet de paroi interne, dû à la présence de bulles d'air occlus, donne une concentration critique $(C^*)_d$ toujours inférieure à la compacité C_{pt} de la phase solide seule, après que celle-ci ait subi un tassement maximum.

VIII-3. ROLE JOUE PAR LA PHASE GAZEUSE DANS LE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE DES MORTIERS.

VIII-3-1. Méthode expérimentale et résultats.

1°) Composition des mélanges.

L'expérience montre que, dans les mortiers, ce sont les parties solides les plus fines qui retiennent le plus d'air. Afin de mettre nettement en valeur le rôle joué par l'air, nous avons donc choisi d'opérer sur des mélanges composés exclusivement d'eau et de particules de dimensions inférieures à 100 µ, en l'occurence le même sable de calcite que précédemment (0 - 100 µ, 3500 cm^2/g) (cf. § VIII-2-1).

2°) Mesures.

Après avoir confectionné un mélange de calcite et d'eau, on réalise la mise en place optimum (cf. § VIII-1-3) de ce dernier dans un récipient de volume V_T connu, après en avoir prélevé une petite quantité qui a été pesée et séchée à l'étuve à 120°C pendant 24 heures.

Soient :

- p le poids de matière prélevée,
- p_s le poids de matière prélevée, après séchage,
- P le poids de matière contenue dans le récipient,
- $\tilde{\omega}_S$ le poids spécifique de la calcite,
- $\tilde{\omega}_E$ le poids spécifique de l'eau.

Le poids de matière solide contenue dans le récipient est égal à :

$$P_S = P \frac{p_S}{p} \quad ;$$

son volume est :

$$V_S = \frac{P_S}{\tilde{\omega}_S} .$$

Le poids d'eau contenue dans le récipient est égal à :

$P_E = P - P_S$; son volume est $V_E = \frac{P_E}{\tilde{\omega}_E}$.

Le volume d'air contenu dans le récipient est égal à :

$V_A = V_T - (V_S + V_E)$; d'où $v_S = \frac{V_S}{V_T}$,

$v_E = \frac{V_E}{V_T}$ et $v_A = \frac{V_A}{V_T}$ (cf. § VIII-1-1).

Nous avons réalisé des mélanges présentant différentes concentrations en eau et mesuré, pour une mise en place optimum, la concentration totale en air correspondante. La gamme des concentrations en eau allant de 0 à 1, il a fallu utiliser différents modes de serrage (vibration, compactage manuel, compactage PROCTOR) en fonction de la consistance du matériau, afin de réaliser chaque fois une mise en place optimum.

3°) Résultats.

Sur la figure VIII-6, la courbe $v_A = f(v_E)$ correspond à la mise en place optimum.

VIII-3-2. Interprétation.

1°) Mise en place optimum.

Des expériences complèmentaires ont permis de déterminer la composition du mélange au seuil de dilatance, donc de connaître $(v_E^*)_d$, abscisse du point α correspondant au seuil de dilatance (figure VIII-6).

Le point γ correspond au sable sec compacté au maximum.

La portion de courbe limitée par les points β et γ est dans le domaine dilatant et se présente sous la forme d'une droite de pente -1. On a donc :

$$v_E + v_A = Cte = 1 - v_S.$$

INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN EAU SUR LA CONCENTRATION EN AIR

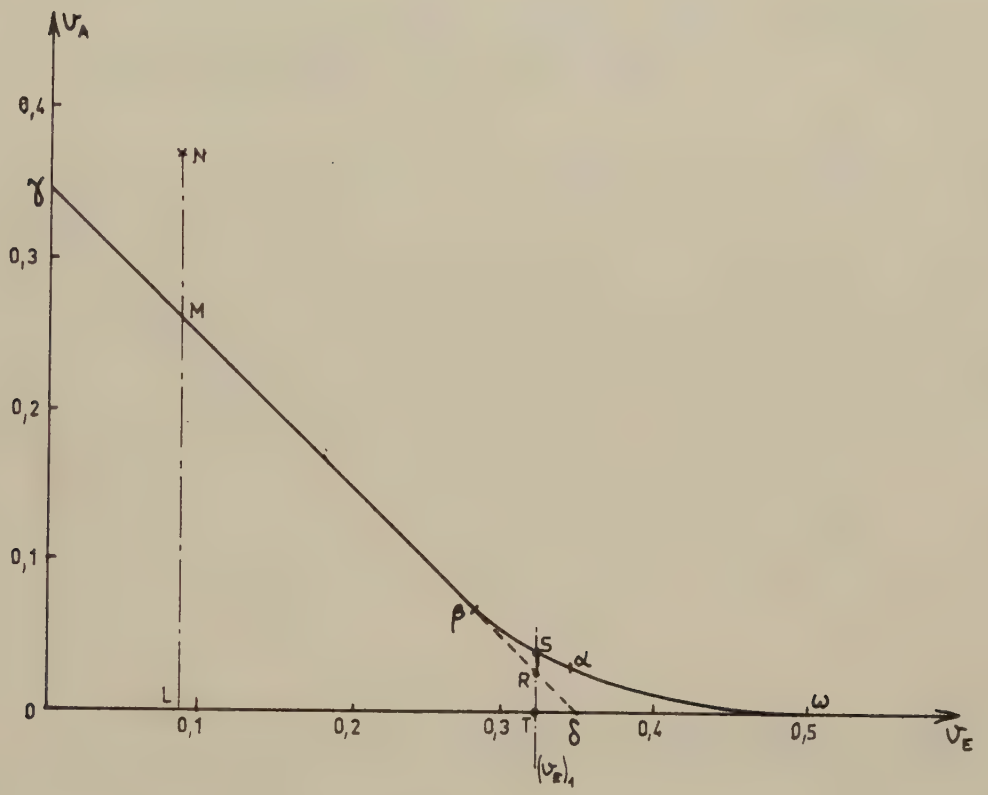


FIGURE VIII-6

v_S est constant, ce qui signifie que la phase solide présente toujours un assemblage compact de particules. Il est évident alors que la suppression d'un volume déterminé d'eau entraîne l'apparition du même volume d'air. A cause de la faible dimension des vides intergranulaires dans un tel assemblage, cet air entraîne l'apparition de forces capillaires.

La structure des mélanges correspondant à cette portion de courbe est schématisée sur la figure VIII-7.

D'après l'hypothèse d'OSBORNE REYNOLDS (cf. § VIII-2), le segment de droite $\gamma\beta$ devrait se prolonger jusqu'au point δ, qui correspondrait alors au seuil de dilatance. En fait, à partir du point β, la courbe se situe au-dessus de la droite. Cela signifie qu'en plus de l'air responsable des forces capillaires, il apparaît des bulles d'air qu'on ne parvient jamais à chasser. Pour une concentration en eau telle que $(v_e)_1$ par exemple (cf. figure VIII-6), la concentration en air responsable des forces capillaires est égale à v'_A = TR et la concentration en air sous forme de bulles est égale à :

$$v''_A = RS.$$

On a :

$$v_A = v'_A + v''_A.$$

La structure du mélange correspondant à un point de courbe situé entre α et β est schématisée sur la figure VIII-8.

Dans ce dernier cas, l'assemblage des particules est toujours compact loin des bulles d'air ; par contre, à leur voisinage, il existe un effet de paroi (cf. § VIII-2-3) qui explique qu'au seuil de dilatance, la concentration critique expérimentale $(C^*)_d$ soit inférieure à la compacité C_{pt}.

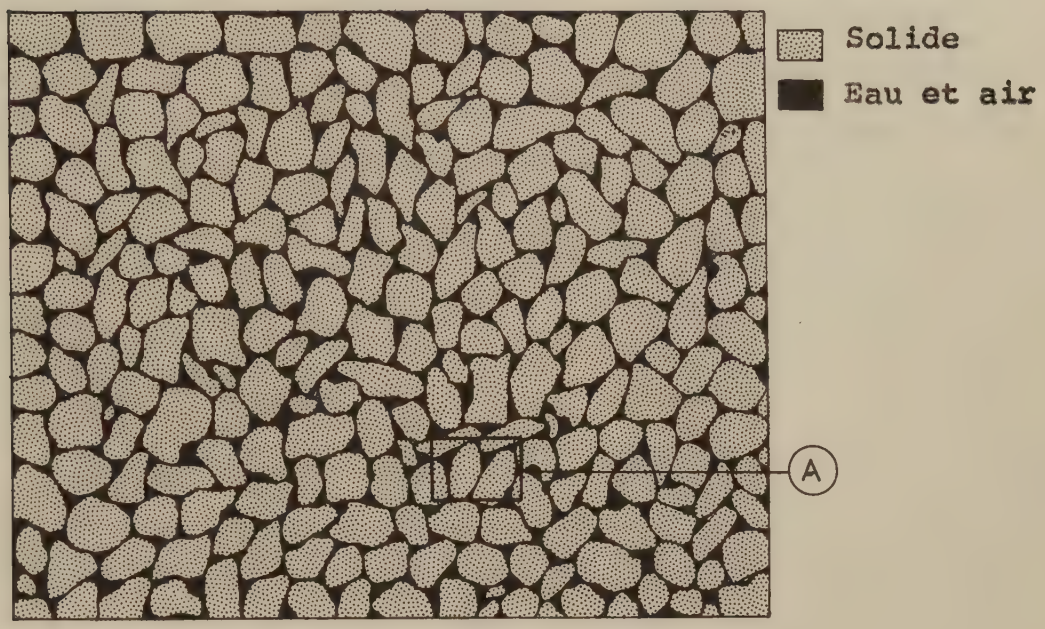
La partie de la courbe située à droite de α correspond à des mélanges qui ne sont plus dilatants. Lorsque v_E augmente v_S diminue, l'assemblage des particules devient donc de plus en plus lâche, jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de contact entre grains. A partir du point ω, il n'y a plus d'air dans le mélange.

2°) Mise en place quelconque.

Lorsqu'on adopte une mise en place qui n'est pas optimum, on obtient des points représentatifs (v_A, v_E) situés au-dessus de la courbe de la figure VIII-6. Dans le domaine dilatant et pour le point N par exemple, on a un mélange qui renferme un volume d'air v'_A = LM responsable des forces capillaires et un volume d'air v''_A = MN sous forme de bulles.

MELANGES DILATANTS

STRUCTURE SCHEMATIQUE



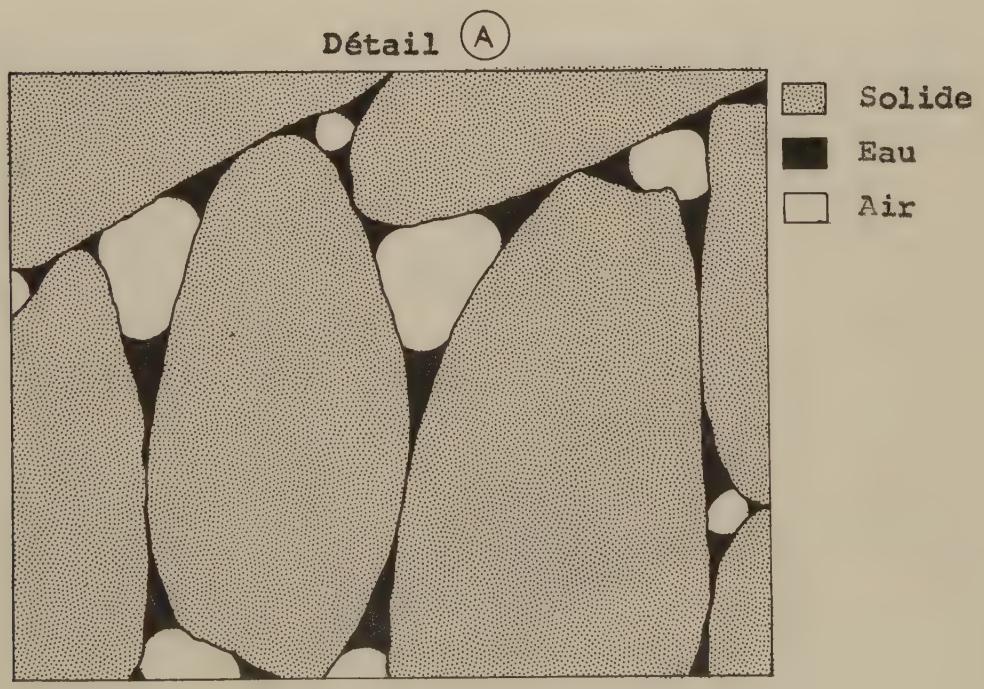
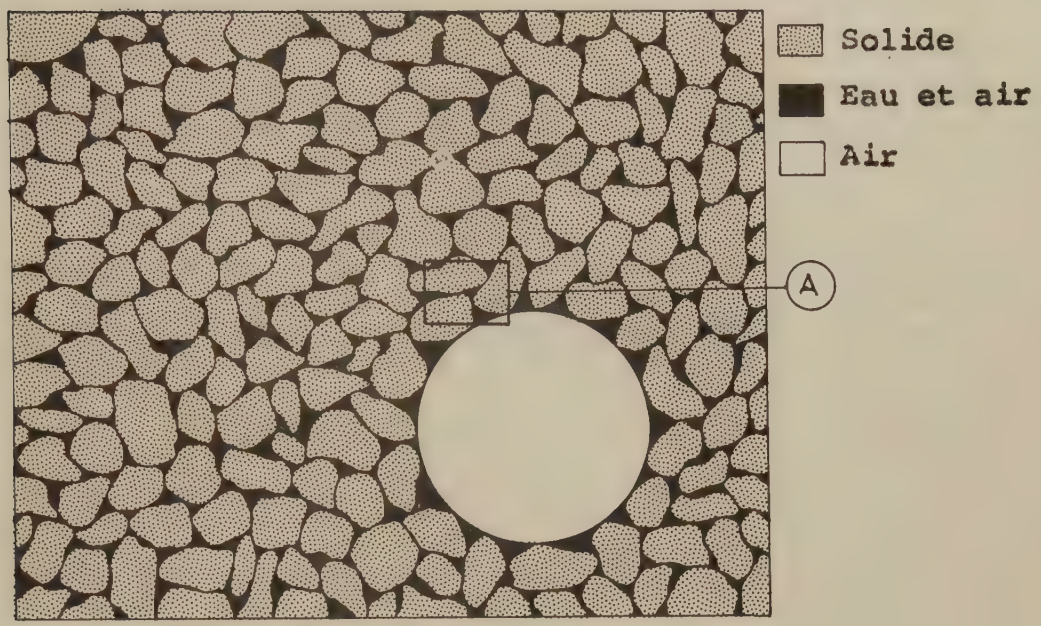


FIGURE VIII-7

MELANGES DILATANTS

STRUCTURE SCHEMATIQUE



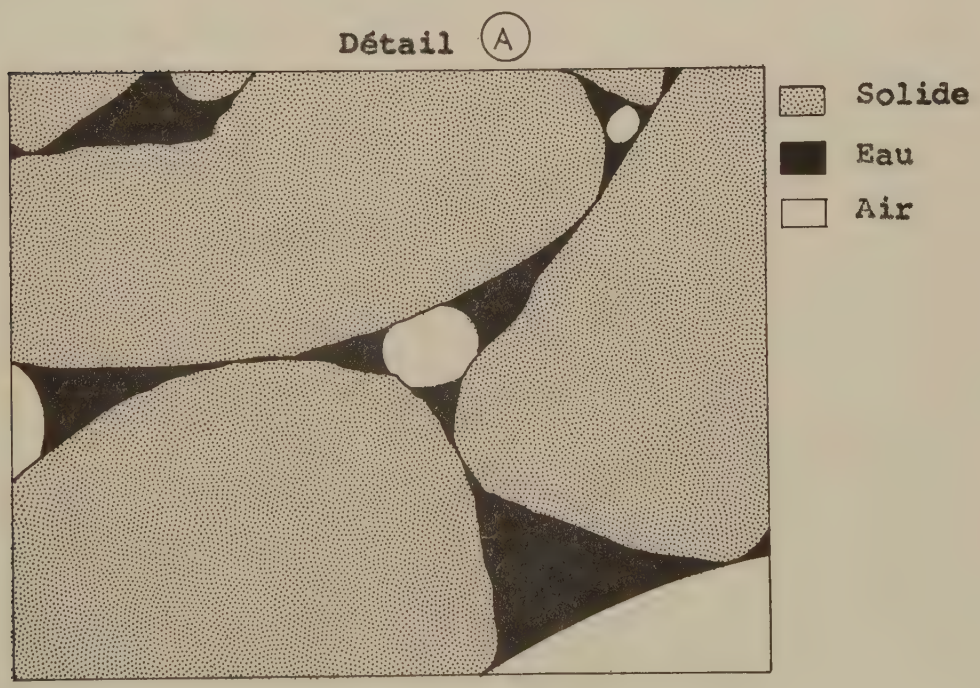


FIGURE VIII-8

On peut penser que, dans ce cas, l'assemblage des particules est toujours compact loin des bulles d'air. Ainsi, une mise en place défectueuse contribue à augmenter la proportion d'air sous forme de bulles.

VIII-3-3. Conclusion.

Les mélanges dilatants présentent un assemblage compact et contiennent toujours de l'air. Celui-ci entraîne la formation de ménisques d'eau et l'apparition de forces capillaires.

Suivant le degré de mise en place et la concentration en eau, une partie de l'air peut se trouver sous forme de bulles ; l'interface air-eau présenté par ces dernières donne alors naissance à un effet de paroi interne qui tend à réduire localement la concentration C en solide.

CHAPITRE IX

ETUDE DU SEUIL D'INSTABILITE

La correspondance entre l'assemblage compact et le seuil de dilatance a été établie en comparant la concentration critique $(C^*)_d$ à la compacité de la phase solide tassée C_{pt} (cf. § VIII-2).

Il nous a paru logique d'associer, par analogie, le seuil d'instabilité à l'assemblage lâche maximum (cf. § VIII-1-4) en comparant la concentration critique $(C^*)_i$ (*) à la compacité de la phase solide foisonnée C_{pf}.

Malheureusement, si le squelette compact de la phase solide dans un mélange de sable et d'eau est analogue (aux bulles d'air près) au squelette compact de la phase solide sèche, il n'en est pas de même pour le squelette à assemblage lâche maximum. En effet, l'interaction entre les particules n'est pas la même dans l'air ou dans l'eau ; il en résulte que la compacité C_{pf} d'un sable foisonné dans l'air est très différente de la concentration en solide dans l'eau lorsque le squelette présente l'assemblage lâche maximum.

Afin de mettre en évidence le rôle joué par l'assemblage lâche maximum des particules dans le seuil d'instabilité, nous avons mis au point une méthode expérimentale basée sur la variation de permittivité électrique des suspensions en fonction de la concentration en solide.

IX - 1. METHODE EXPERIMENTALE ET RESULTATS.

IX - 1-1. Principe de la méthode.

Soit une substance A, présentant une permittivité par rapport au vide ε'_1 dispersée dans une substance B, de permittivité ε'_2. Soient v_{S1} et v_{S2} les concentrations volumiques respectives des substances A et B.

(*) Toutes les lettres caractérisant les concentrations au seuil d'instabilité ont été affectées de l'indice i.

La permittivité ε'_M du mélange est donnée par la loi de LICHTENECKER (13) :

$$\log \varepsilon'_M = v_{S1} \log \varepsilon'_1 + v_{S2} \log \varepsilon'_2.$$

Cette loi n'est applicable que dans la mesure où il n'y a pas d'interaction entre les particules de la substance A.

Si $\varepsilon'_1 >> \varepsilon'_2$, cette interaction ne se produit pratiquement que lorsque les particules sont en contact, c'est-à-dire dès qu'on atteint l'assemblage lâche maximum.

En utilisant un mélange composé par une phase solide de forte permittivité et par une phase liquide de faible permittivité, on peut donc espérer relier le seuil d'instabilité à l'assemblage lâche maximum. Il suffit en effet de comparer la concentration critique en liquide au seuil d'instabilité à la concentration en liquide à partir de laquelle la loi de LICHTENECKER n'est plus respectée.

IX - 1-2. Expériences.

Nous avons pris pour phase solide de la Faradite, céramique à base de rutile utilisée comme isolant (•), de permittivité $\varepsilon'_F = 50$, broyée en dessous de 100 µ afin de pouvoir réaliser des suspensions stables.

La phase liquide choisie est une huile minérale de permittivité $\varepsilon'_H = 1,5$.

La loi de LICHTENECKER n'étant applicable qu'aux milieux diphasiques, il faut s'affranchir de la présence d'air dans les mélanges. En remarquant que la permittivité de l'air ($\varepsilon'_A = 1$) est voisine de celle de l'huile, on constate qu'on peut négliger le rôle joué par la phase gazeuse si sa concentration est suffisamment faible ($v_A < 0,04$).

Nous avons donc réalisé plusieurs mélanges en faisant varier la concentration en liquide et pour de très faibles concentrations en air. Chaque mélange a servi à remplir un condensateur plan (figure IX-1).

Connaissant les poids de Faradite et d'huile entrant dans la composition du mélange et le poids de matière contenue dans le conden-

---

(•) Usine d'Electro-céramique de BAZET (Hautes-Pyrénées)

CONDENSATEUR

(SCHEMA)

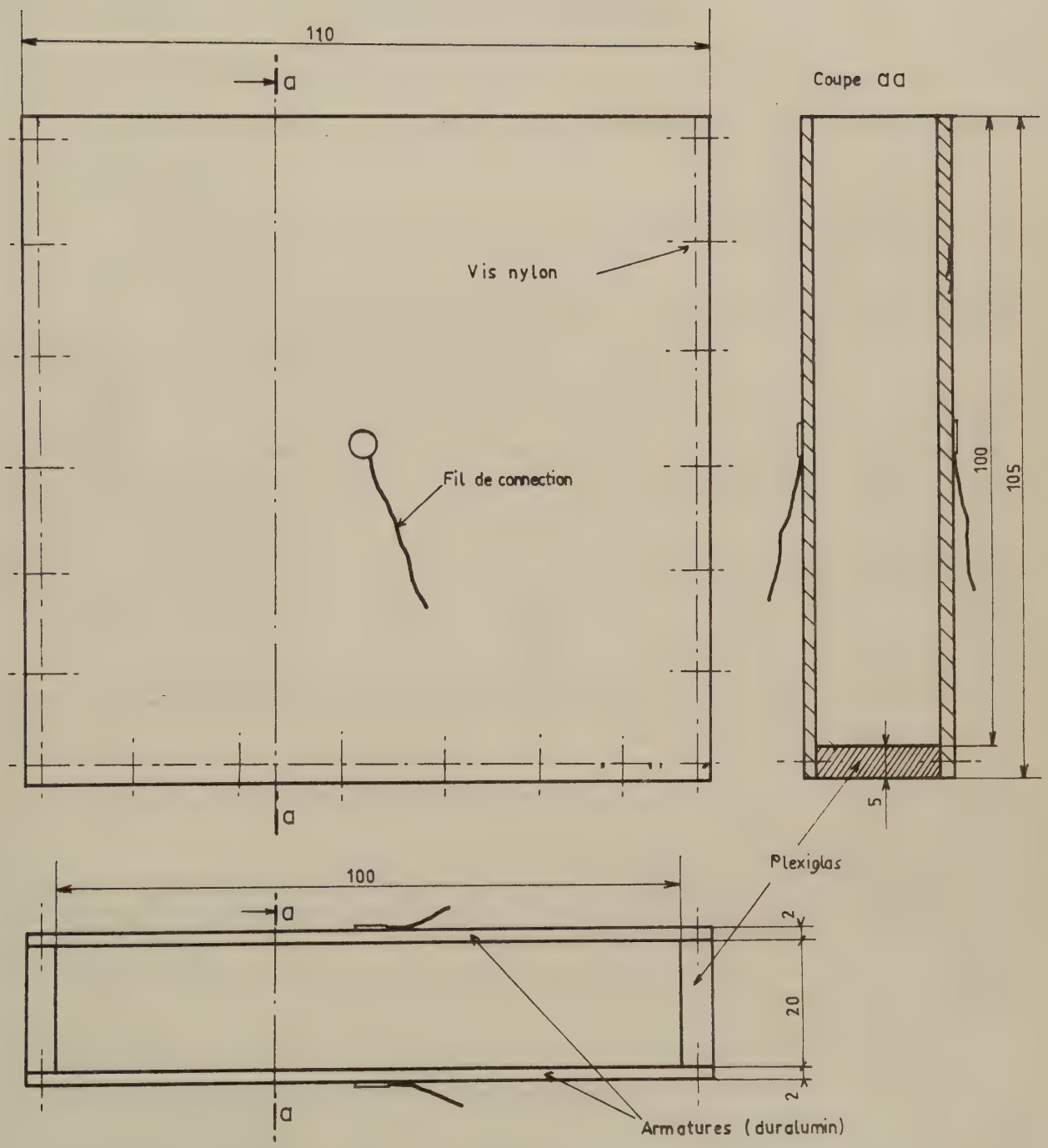


FIGURE IX-1

sateur, de volume connu, on détermine les concentrations v_S et v_A (cf. § VIII-3-1).

Un impédencemètre permet de mesurer la capacité du condensateur et de calculer la permittivité ε'_M du mélange.

IX - 1-3. Résultats - Interprétation.

La courbe représentative de la variation de ε'_M en fonction de v_S est donnée par la figure IX-2, ainsi que la courbe théorique de LICHTENECKER.

On voit que la loi de LICHTENECKER n'est plus respectée pour des concentrations en solide supérieures à $v_S^* = 0{,}53$ environ.

La détermination du seuil d'instabilité à l'aide du viscosimètre (cf. chapitre VI) donne $(v_S^*)_i = 0{,}540$.

Les valeurs de $(v_S^*)_i$ et de v_S^* sont très voisines. Puisque la loi de LICHTENECKER cesse d'être respectée dès qu'il y a contact entre les particules, le seuil d'instabilité correspond donc à l'assemblage lâche maximum.

Pour $v_S < (v_S^*)_i$, il n'y a plus de contact entre les grains ; nous dirons que ces derniers sont "libres".

Les structures correspondant respectivement à des mélanges instables et à grains libres sont schématisées sur les figures IX-3 et IX-4.

IX -1-4. Conclusion.

Si on diminue la concentration en eau dans un mortier à grains libres, son comportement rhéologique devient instable au moment où s'établit le contact entre les particules ; l'instabilité subsiste tant que les grains ne présentent pas un assemblage compact.

IX - 2. ETUDE DE L'EFFET DE PEAU.

Dans des pâtes très concentrées de chlorure de polyvinyle dans du phtalate de diphényle, BANTOFT (14) a observé que la rotation d'un cylindre vertical provoque une dépression comparable à un vortex de même axe que le cylindre. La vitesse de rotation (15 tours/mn) étant

INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN SOLIDE SUR LA PERMITTIVITE DES MELANGES FARADITE-HUILE

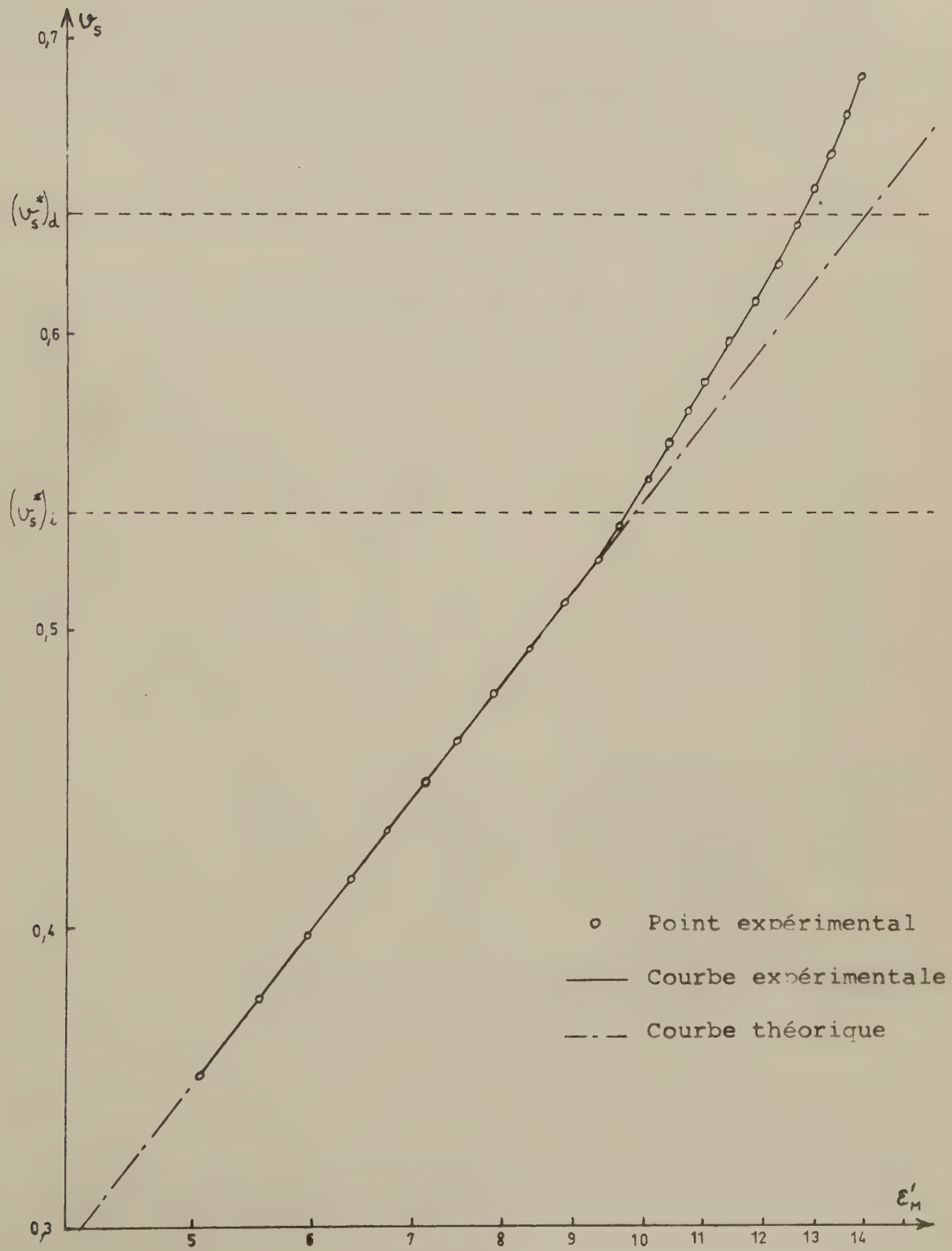


FIGURE IX-2

trop faible pour qu'on puisse attribuer le phénomène à l'action de la force axifuge, BANTOFT pense qu'il s'agit d'un effet WEISSEMBERG (*) négatif.

Certains mélanges de particules fines et d'eau présentent un phénomène analogue, mais sous vibration seulement. En effet, lorsqu'on met en rotation le mobile à ailettes partiellement introduit dans la substance soumise à des vibrations, il se crée une dépression au voisinage de la paroi du mobile et on observe un écoulement allant de la surface libre jusqu'au fond de la dépression (figure IX-5).

La concentration de tels mélanges se situe toujours dans le domaine d'instabilité. Ceci conduit à donner l'explication ci-après.

La structure des mélanges peut être schématisée par la figure IX-3, l'assemblage des grains étant lâche et de l'air se trouvant sous forme de bulles au sein de la substance. Le mobile et le mélange "rigidifié" se trouvant entre les ailettes (cf. § III-1-1) ne sont animés que d'un mouvement de rotation, tandis que la substance environnante subit l'influence de la vibration verticale communiquée par la table vibrante. Des frottements importants s'établissent entre la substance en vibration et la substance rigidifiée. Ces forces tangentielles communiquent des mouvements de rotation aux grains au contact du cylindre. Si les particules sont anguleuses, leur centre de rotation est distinct du centre de gravité ; celui-ci subit donc des mouvements de translation et, par conséquent, les grains au contact du cylindre se rapprochent et s'éloignent périodiquement des grains situés à leur voisinage immédiat et peuvent donc donner, momentanément, un assemblage compact. A ce moment là, les distances intergranulaires sont minimum et, la substance contenant de l'air, il y a formation de ménisques d'eau, donc création de forces capillaires. Celles-ci donnent au milieu une cohésion plus importante, ce qui permet de penser :

- que les grains au contact du cylindre, dès qu'ils ont subi une translation suffisante pour permettre la formation de ménisques sont attirés par les forces capillaires et ont tendance à s'écarter définitivement de la paroi du cylindre, donc à s'échapper aux forces de frottement qui leur ont permis de se déplacer ;

- qu'il se forme, à une certaine distance de la paroi du cylindre, une couche possédant une cohésion beaucoup plus importante que le milieu environnant et que nous appellerons la "peau".

(*) Lorsqu'on fait tourner une tige autour de son axe dans certains liquides, ceux-ci s'élèvent le long de la tige. On dit qu'ils présentent l'effet WEISSEMBERG (6)[d].

MELANGE INSTABLE ET MELANGE A GRAINS LIBRES

STRUCTURE SCHEMATIQUE

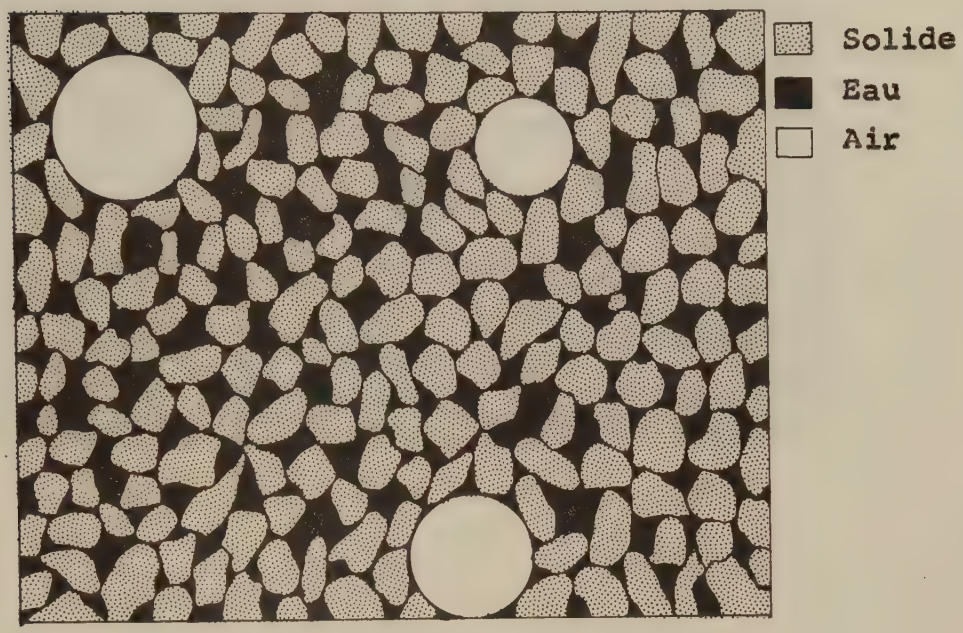


FIGURE IX-3

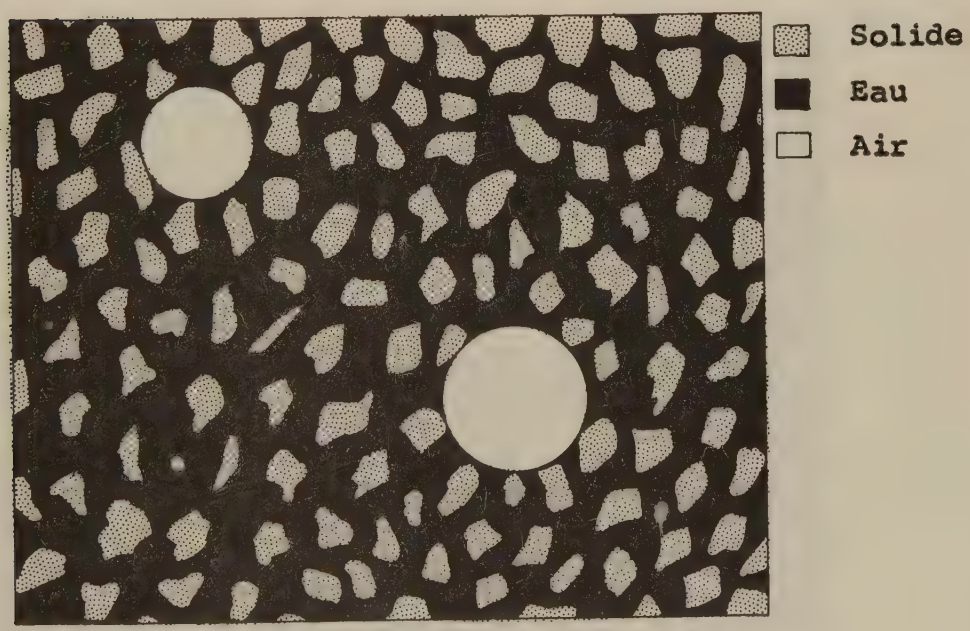


FIGURE IX-4

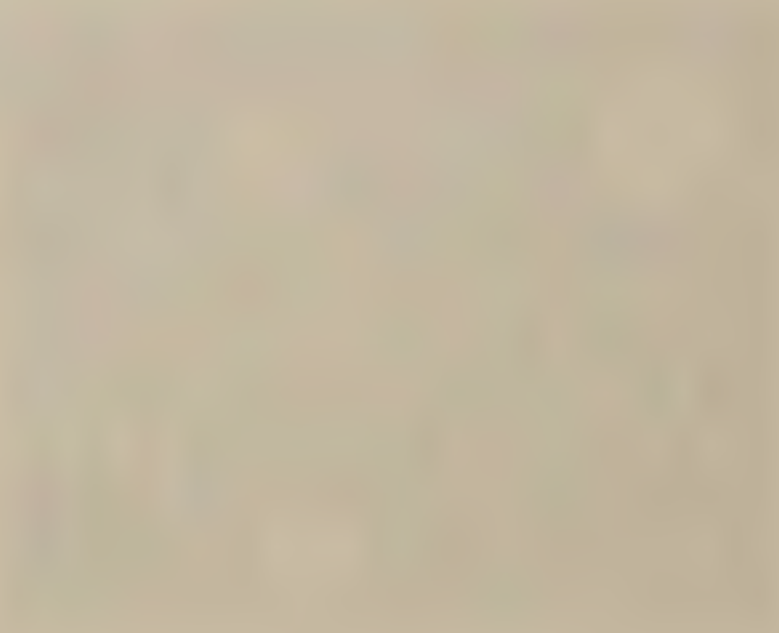


Figure IX-5

Figure IX-5
(détail)

Cette peau joue le rôle d'un déversoir par lequel le mélange qui est à la surface s'écoule dans l'interstice annulaire. Dès qu'il arrive au contact de la paroi, il renouvelle la peau (figure IX-6). Ceci explique le phénomène d'écoulement de la substance depuis la surface libre jusque dans la dépression, la peau étant ainsi régénérée de façon continue.

Si on enfonce plus profondément le mobile dans le milieu (figures IX-7 a et b), la dépression s'agrandit. Lorsque le niveau du mélange situé au-dessus du bord supérieur de la peau devient suffisamment important, les bords de la dépression se rejoignent en laissant subsister une poche d'air autour du mobile (figures IX-7 c et d) ; cette dernière, sous l'action de la poussée d'Archimède, remonte à la surface où elle éclate en provoquant des projections de substance (figure IX-7 e). Il se forme alors une nouvelle dépression (figure IX-7 f), puis une nouvelle poche d'air et ainsi de suite ; on assiste ainsi à un phénomène périodique qui subsiste tant que le milieu sous vibration est soumis à la rotation du mobile.

Lorsqu'un mélange présente ce phénomène, toute mesure au viscosimètre est évidemment impossible.

Avec les mélanges que nous avons utilisés, il a été nécessaire d'apporter, par la vibration, une énergie suffisante pour provoquer ces phénomènes. Il est possible que, dans l'expérience de BANTOFT, le simple frottement entre le cylindre tournant et la pâte ait suffi à transformer localement une structure lâche en structure compacte.

L'interprétation structurale que nous avons donnée au phénomène nous conduit à préférer le vocable d'"effet de peau" au terme d'"effet WEISSEMBERG négatif" employé par BANTOFT.

Cet effet de peau peut se manifester quelquefois sur la paroi du récipient qui contient la substance. Sous vibration, il se crée alors une dépression sur la paroi et le mélange paraît couler de la surface libre dans la dépression (figures IX-8 et IX-9). Les forces de frottement entre la substance et la paroi sont provoquées, ici, par le déphasage existant entre la vibration du moule et la vibration du mortier (15).

Il est important de noter que l'effet de peau n'est pas général ; il ne suffit pas, en effet, qu'une substance se trouve dans le régime instable pour que le phénomène se manifeste ; encore faut-il, pour cela, que les frottements provoquent l'apparition de l'assemblage compact et la création de ménisques.

EFFET DE PEAU

(SCHEMAS)

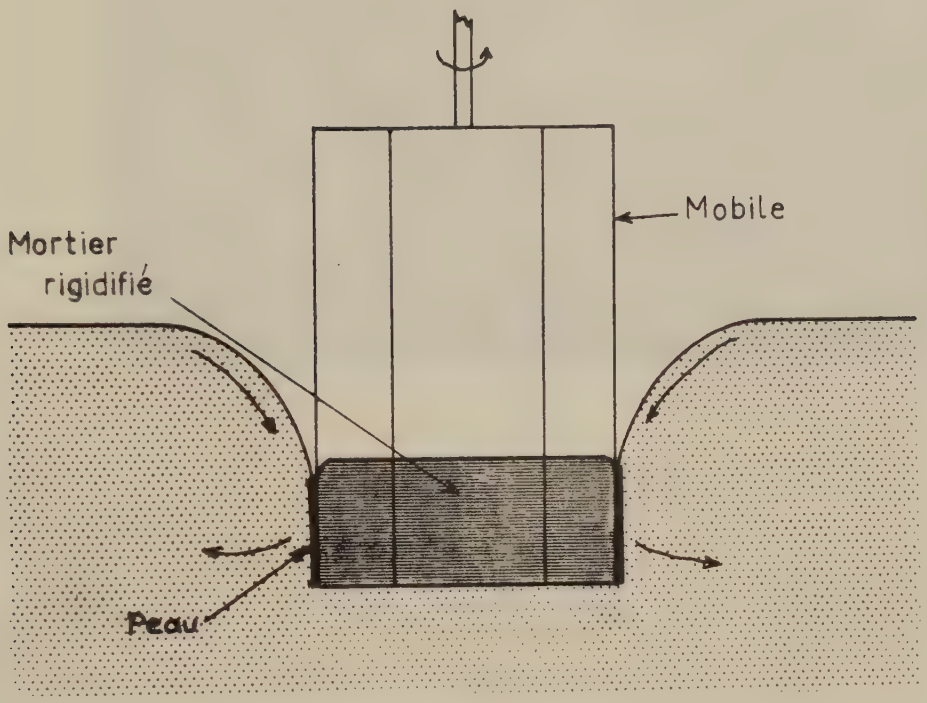


FIGURE IX-6

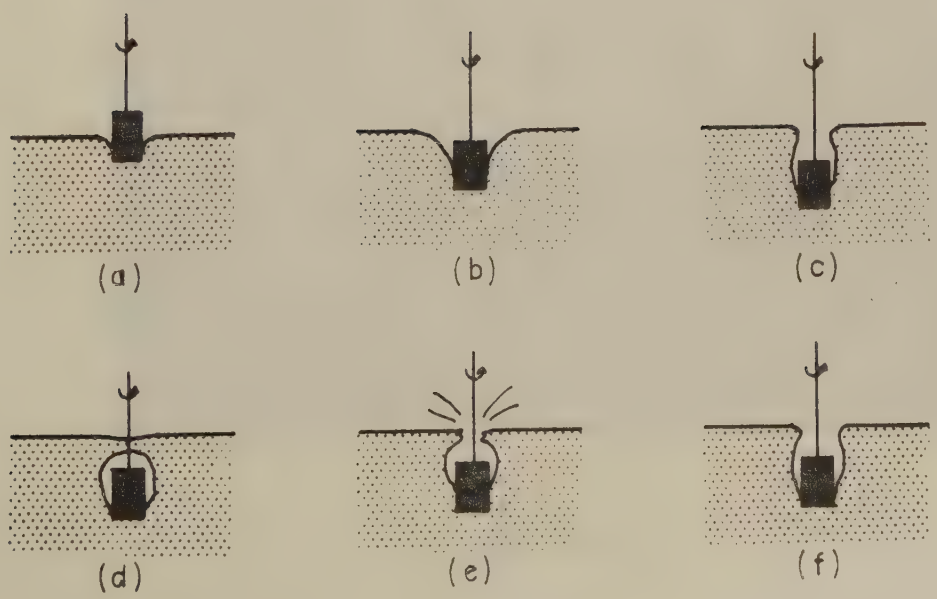


FIGURE IX-7

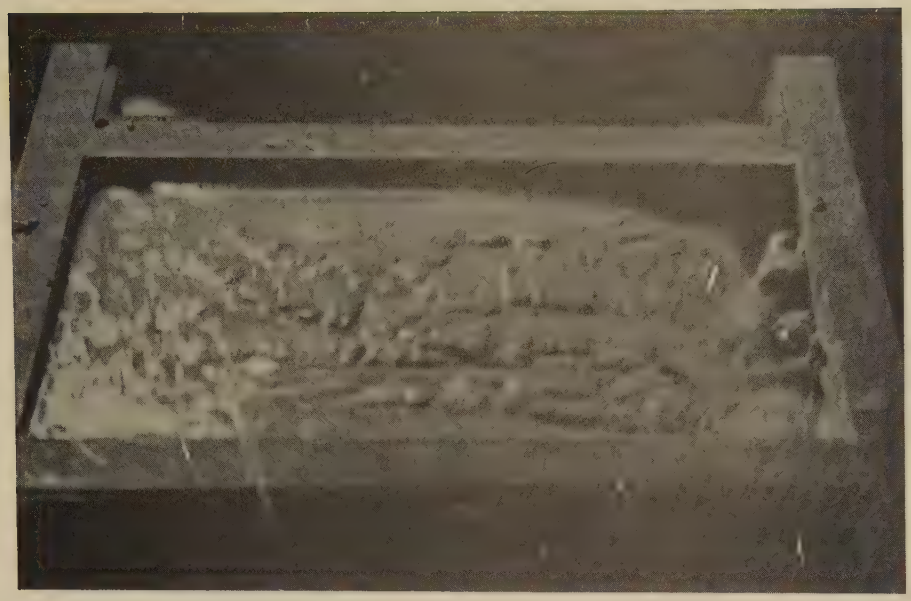


Figure IX-8

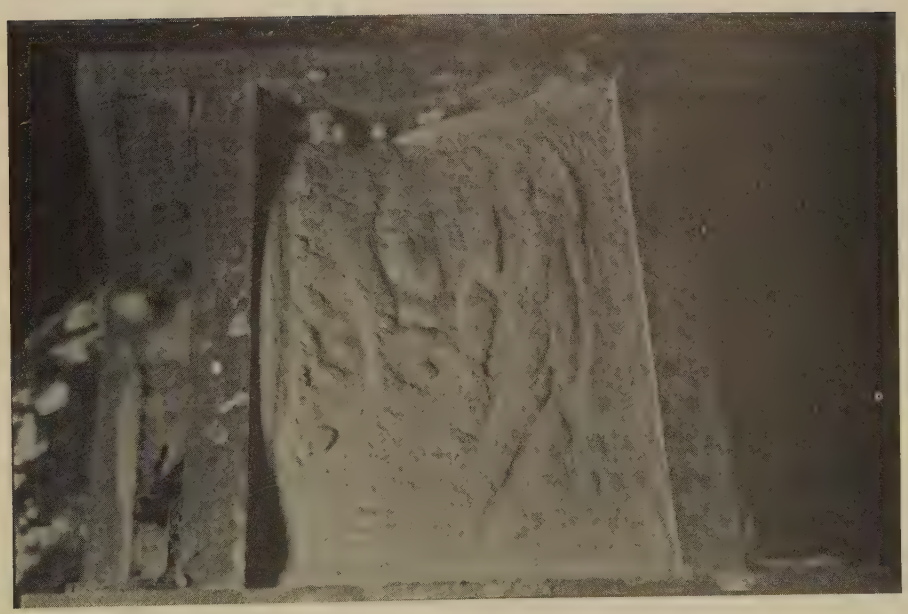


Figure IX-9

TROISIEME PARTIE

L'INFLUENCE DE LA COMPOSITION DES MORTIERS SUR LEUR VISCOSITE

Cette troisième partie de notre mémoire a pour objet l'étude de l'influence de la composition des mortiers sur leur viscosité (cf. § I-1-2).

L'impossibilité de déterminer, à l'aide des courbes d'écoulement, des coefficients facilement exploitables permettant de caractériser complètement la viscosité du milieu (cf. chapitre II), nous a conduit à raisonner non plus sur les courbes d'écoulement complètes, mais à partir de points particuliers ou arbitrairement choisis sur celles-ci.

L'étude des courbes d'écoulement nous a montré que le mortier frais au repos présentait un comportement visco-plastique.

Du point de vue technique, l'existence d'un seuil de cisaillement maximum est importante. Il freine et généralement empêche la ségrégation des gros éléments et permet au mélange de rester homogène, ce qui est nécessaire pour l'obtention d'un béton durci de qualité. Par contre, le seuil de cisaillement gêne le moulage du matériau et s'oppose à l'évacuation des bulles d'air contenues dans sa masse ; or on sait que l'existence de vides, localisés ou répartis, dans le béton en diminue les résistances mécaniques. Enfin, le seuil de cisaillement impose la valeur minimum de la puissance que devra fournir l'appareillage de mise en oeuvre ; plus elle est élevée, plus le moulage du béton constituera une opération onéreuse.

Mais, en-dehors de tout apport d'énergie en vue du moulage du béton frais, les contraintes de cisaillement usuelles auxquelles ce dernier est soumis sont, le plus souvent, inférieures au seuil de cisaillement maximum. La connaissance des courbes d'écoulement du mortier frais au repos ne présente donc qu'un intérêt restreint quant à l'étude du rôle joué par divers facteurs susceptibles d'influer sur la rhéologie de ce matériau.

Nous avons, par conséquent, limité la suite de nos recherches concernant les propriétés rhéologiques du mortier frais au repos à celle de son seuil de cisaillement maximum τ_{oo}, que nous désignerons par la suite par τ_o.

La connaissance des courbes d'écoulement du mortier frais soumis à des vibrations est, par contre, nécessaire à l'étude de l'aptitude au moulage de ce matériau. Malheureusement, on ne peut généralement pas donner d'équation simple à ces courbes (cf. chapitre II). C'est pourquoi nous avons caractérisé la viscosité de la substance, non pas par

des coefficients figurant dans des équations d'état rhéologiques, mais par les contraintes de cisaillement τ correspondant à des valeurs données du gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}$. Le fait de prendre ainsi un point arbitrairement choisi sur la courbe d'écoulement d'un corps présentant un comportement anormal ne suffit pas à caractériser entièrement sa viscosité ; nous avons cependant adopté cette façon de procéder car elle s'est avérée satisfaisante pour l'étude essentiellement comparative menée sur les mortiers frais.

Dans cette troisième partie, nous allons exposer les résultats de nos recherches relatives à l'influence de :

- la concentration en solide C,
- la granulométrie G,
- la forme des grains,

d'une part, sur le seuil de cisaillement τ_0 des mortiers au repos et, d'autre part, sur la contrainte de cisaillement τ des mortiers vibrés, pour un gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}$ donné.

Nous avons également montré que la nature des granulats joue un rôle dans la viscosité des mortiers, sans toutefois en préciser l'influence.

CHAPITRE X

INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN SOLIDE SUR LA VISCOSITE DES MORTIERS

Nous avons utilisé un sable de calcite broyée dont les caractéristiques granulométriques sont représentées sur la figure VI-1.

X - 1. VARIATION DU SEUIL DE CISAILLEMENT MAXIMUM DES MORTIERS AU REPOS.

La courbe expérimentale donnant le seuil de cisaillement maximum τ_o en fonction de la concentration en solide C a été tracée sur une échelle semi-logarithmique (figure X-1).

Nous voyons que la loi de variation est exponentielle et conforme à la relation :

$$\tau_o = Ae^{\alpha C}.$$

Une relation de ce type a été donnée par WELLTMAN et GREEN pour les peintures (16).

Avec le sable que nous avons utilisé, les deux valeurs critiques de C (cf. chapitre VI) sont :

$$C_i^* = 0,595$$

$$C_d^* = 0,622$$

La courbe ne montre pas de discontinuité pour ces valeurs critiques. Le passage d'un comportement rhéologique à l'autre n'affecte donc pas la loi de variation du seuil de cisaillement maximum en fonction de la concentration en solide.

Tant que le mobile ne tourne pas, le mélange n'est ni binghamien, ni dilatant, mais se comporte comme un solide. Il est donc normal que le seuil de cisaillement maximum, dont la mesure est quasi-statique puisqu'il n'y a pas d'écoulement tant qu'il n'a pas été franchi, ne subisse pas l'influence des changements de comportement rhéologique.

VARIATIONS DU SEUIL ET DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT EN FONCTION DE LA CONCENTRATION EN SOLIDE (CALCITE)

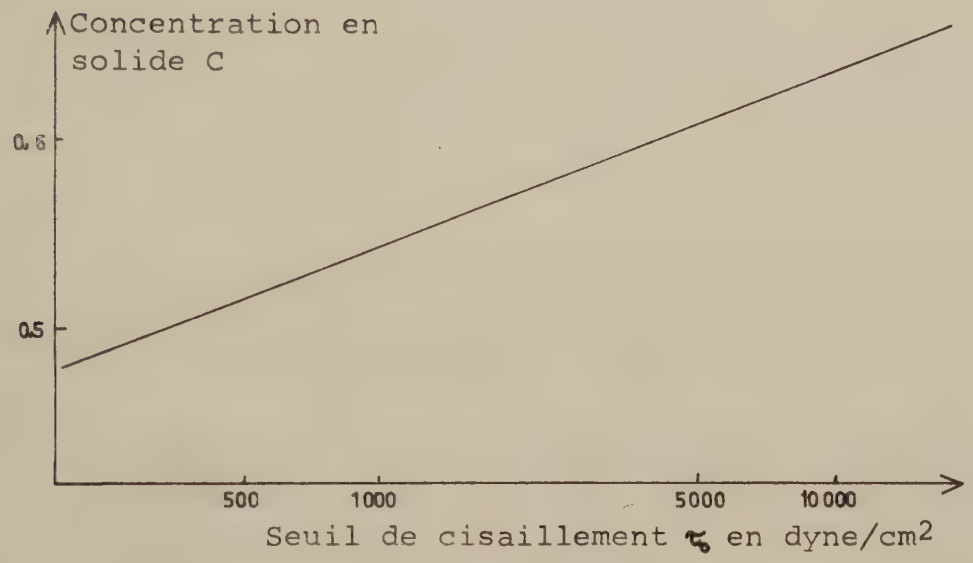


FIGURE X-1

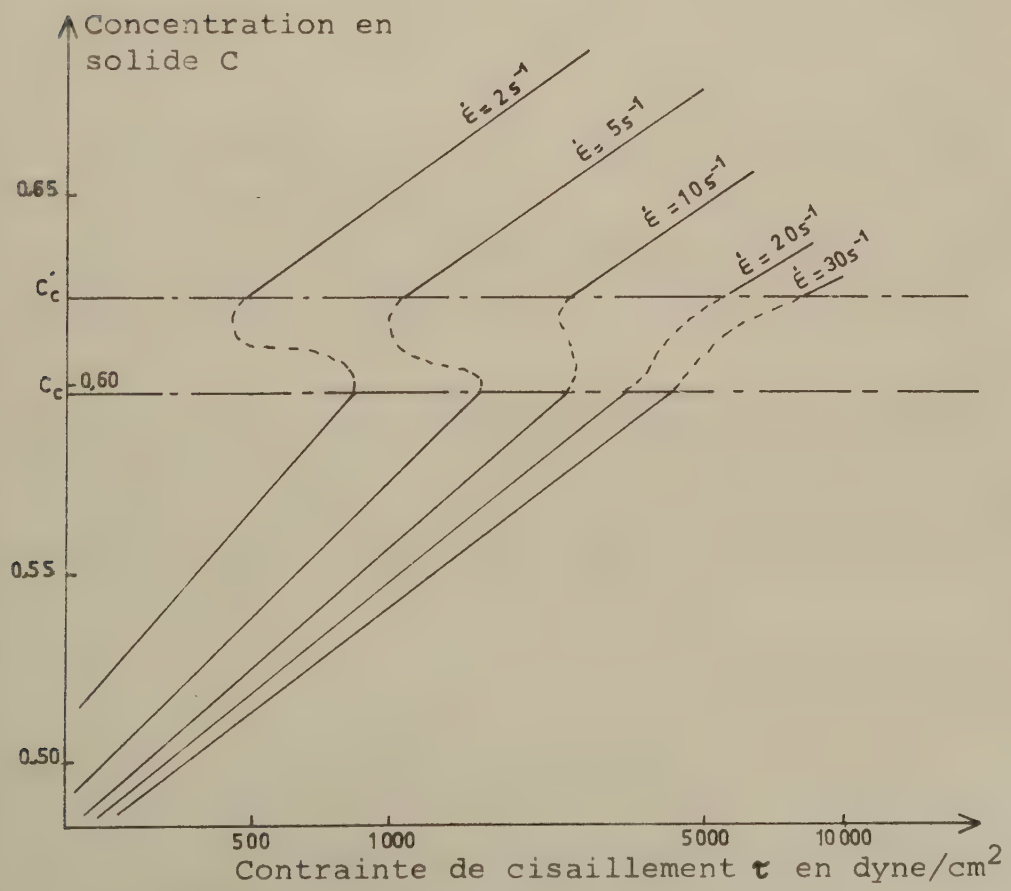


FIGURE X-2

X - 2. VARIATION DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT DES MORTIERS VIBRES.

Nous avons tracé, sur la figure X-2, les courbes donnant la contrainte de cisaillement τ en fonction de la concentration en solide C, pour différents gradients de vitesse $\dot{\varepsilon}$. Nous avons également reporté les deux valeurs critiques C_i^* et C_d^*.

Dans le domaine pseudo-plastique, c'est-à-dire pour $C \leqslant C_i^*$, la loi de variation est exponentielle, donc de la forme :

$$\tau = Be^{\beta C} \text{ pour un } \dot{\varepsilon} \text{ donné.}$$

Dans le domaine instable, c'est-à-dire pour $C_i^* < C < C_d^*$, la dispersion des points de mesure est très grande et ne permet pas de définir une loi. C'est pour cette raison que nous avons tracé les courbes correspondantes en pointillé.

Dans le domaine dilatant, c'est-à-dire pour $C \geqslant C_d^*$, il semble que la loi soit de nouveau exponentielle. Toutefois, ce domaine est trop étroit pour qu'on puisse l'affirmer ; en effet, les forces capillaires tendent rapidement à conférer un comportement solide à une substance dilatante qui se rompt sous l'action de gradients de vitesse élevés (cf. § VIII-3-2). Ce domaine est d'autant plus étroit que $\dot{\varepsilon}$ est plus grand ; ceci explique que les tronçons de courbe se trouvant dans le domaine dilatant sont d'autant plus courts que $\dot{\varepsilon}$ est plus grand.

On sait que, lorsqu'il y a dilatance, toute déformation tend à augmenter les volumes intergranulaires et à créer ainsi un appel d'eau au voisinage du point d'application de la contrainte (17). Il en résulte une diminution locale de C. Il est alors logique que, pour un gradient de vitesse donné, la courbe $\tau = g(C)$ pour $C \geqslant C_d^*$ soit décalée dans le sens des τ décroissants par rapport à la courbe $\tau = g(C)$ pour $C \leqslant C_i^*$.

Par ailleurs, l'augmentation des volumes intergranulaires est d'autant plus faible que $\dot{\varepsilon}$ est plus grand car l'accroissement de la vitesse entraîne une dissipation plus forte, sous forme de frottements entre grains, de l'énergie apportée. La diminution locale de C est donc de moins en moins importante lorsque $\dot{\varepsilon}$ augmente. Ceci explique que le décalage mentionné précédemment soit de moins en moins grand lorsque $\dot{\varepsilon}$ croît (cf. figure X-2).

X - 3. GENERALISATION - CONCLUSIONS.

Nous avons observé les mêmes phénomènes sur des sables de nature minéralogique différente et de granulométries variées. A titre

d'exemple, nous donnons les courbes $\tau_o = f(C)$ (figure X-3) et $\tau = g(C)$ (figure X-4) obtenues avec du feldspath orthose broyé.

En ce qui concerne les ciments, nous avons également pu établir les mêmes types de lois, comme en témoignent les courbes $\tau_o = f(C)$ et $\tau = g(C)$ obtenues avec un ciment Portland artificiel de la classe 400 (figures X-5 et X-6) et avec un ciment de laitier au clinker de la classe 325 (figures X-7 et X-8).

Les caractéristiques granulométriques de ces différents constituants sont consignées sur la figure V-1.

En résumé, le seuil de cisaillement d'un mortier au repos varie avec la concentration en solide suivant la loi :

$$\tau_o = Ae^{\alpha C}.$$

La contrainte de cisaillement, sous l'action d'un gradient de vitesse donné, des mêmes mélanges soumis à des vibrations, varie avec la concentration en solide, dans le domaine pseudo-plastique, suivant la loi :

$$\tau = Be^{\beta C}.$$

L'apparition de la dilatance provoque, sur les courbes $\tau = g(C)$, un décalage dans le sens des τ décroissants ; ce décalage est d'autant moins important que le gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}$ est plus grand.

VARIATIONS DU SEUIL ET DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT EN FONCTION DE LA CONCENTRATION EN SOLIDE (FELDSPATH ORTHOSE)

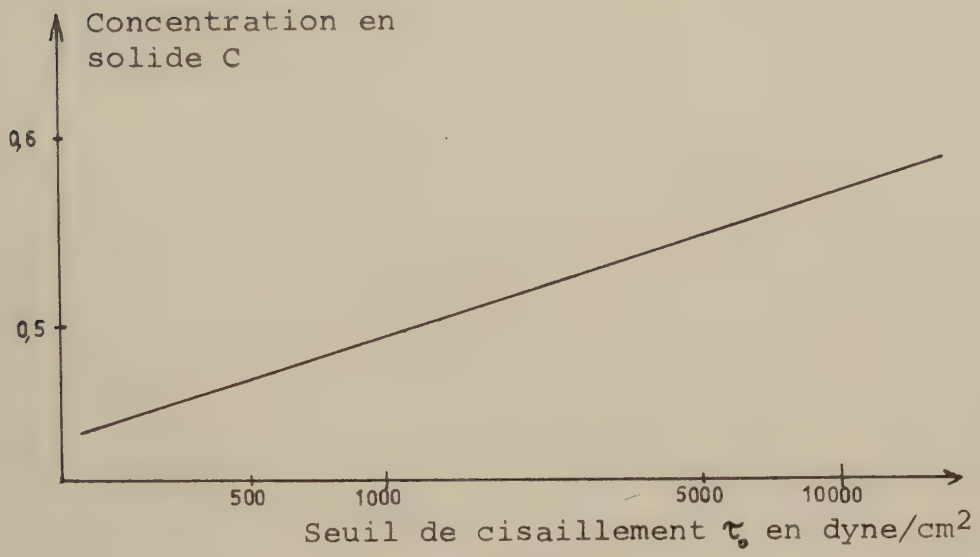


FIGURE X-3

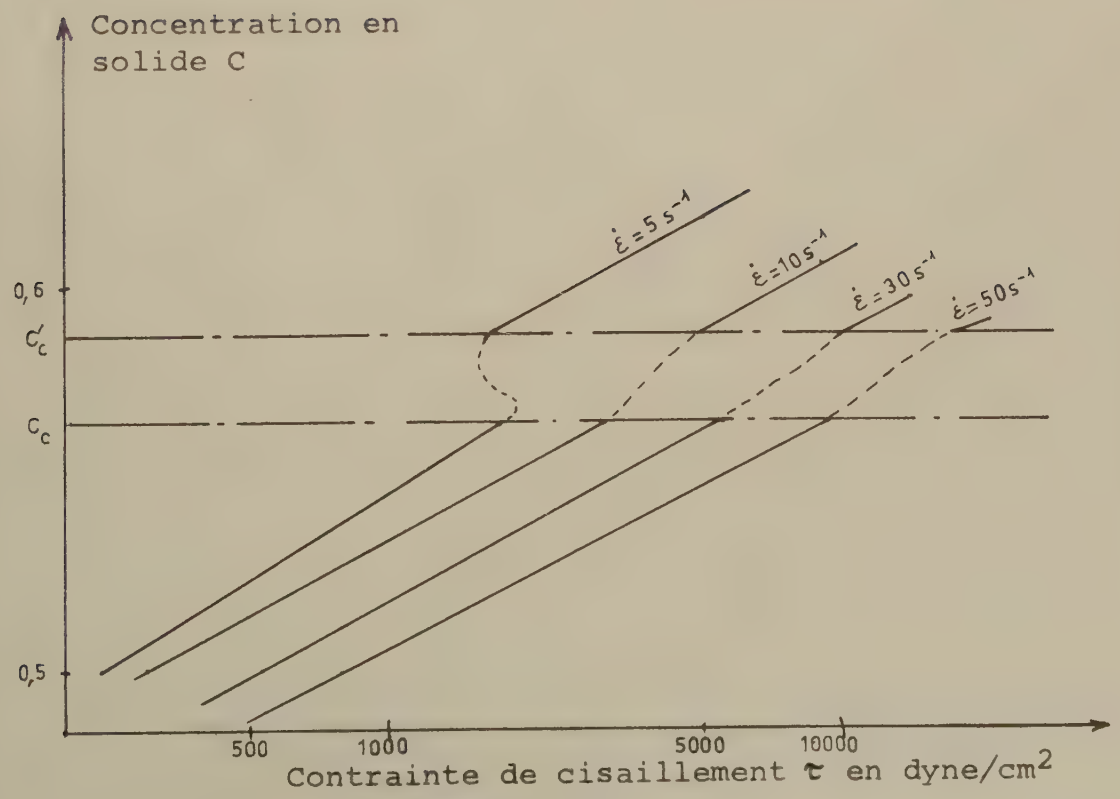


FIGURE X-4

VARIATIONS DU SEUIL ET DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT EN FONCTION DE LA CONCENTRATION EN SOLIDE (CPA 400)

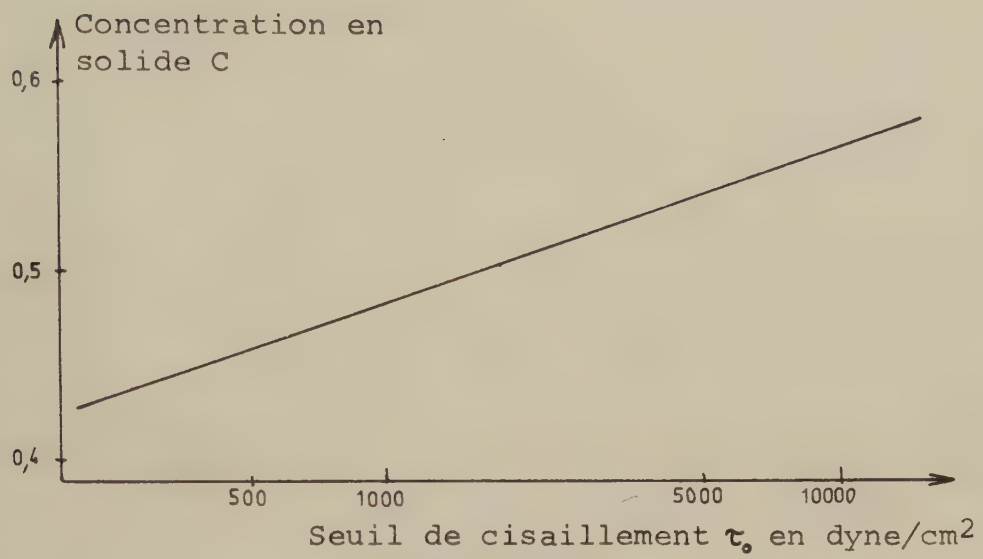


FIGURE X-5

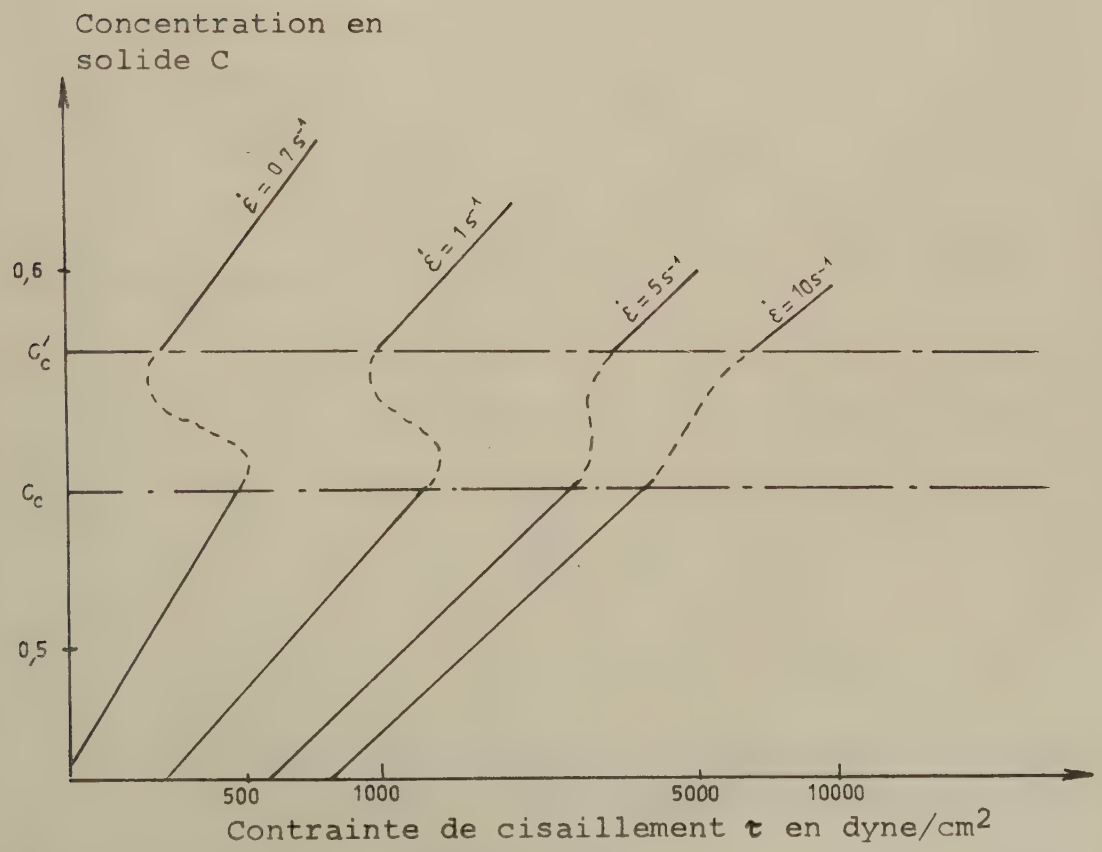


FIGURE X-6

VARIATIONS DU SEUIL ET DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT EN FONCTION DE LA CONCENTRATION EN SOLIDE (CLK 325)

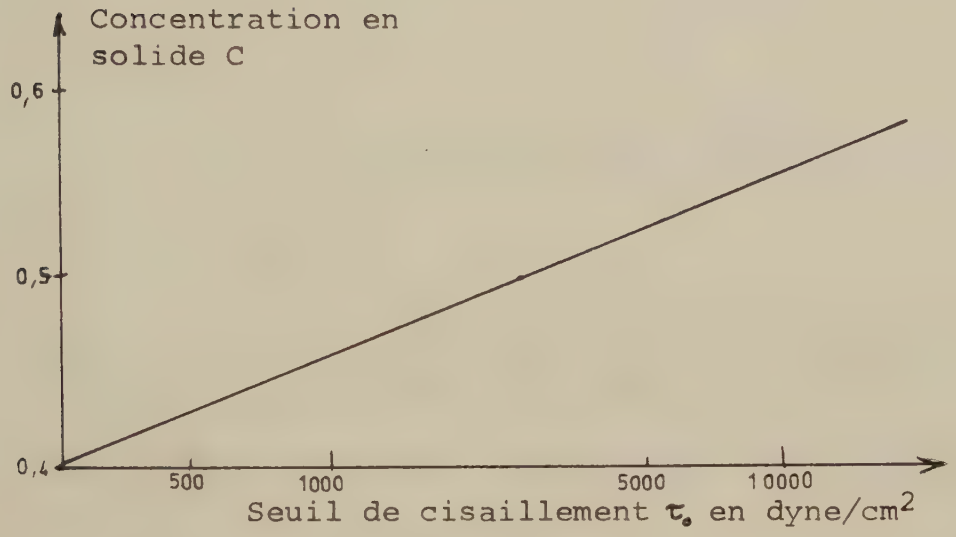


FIGURE X-7

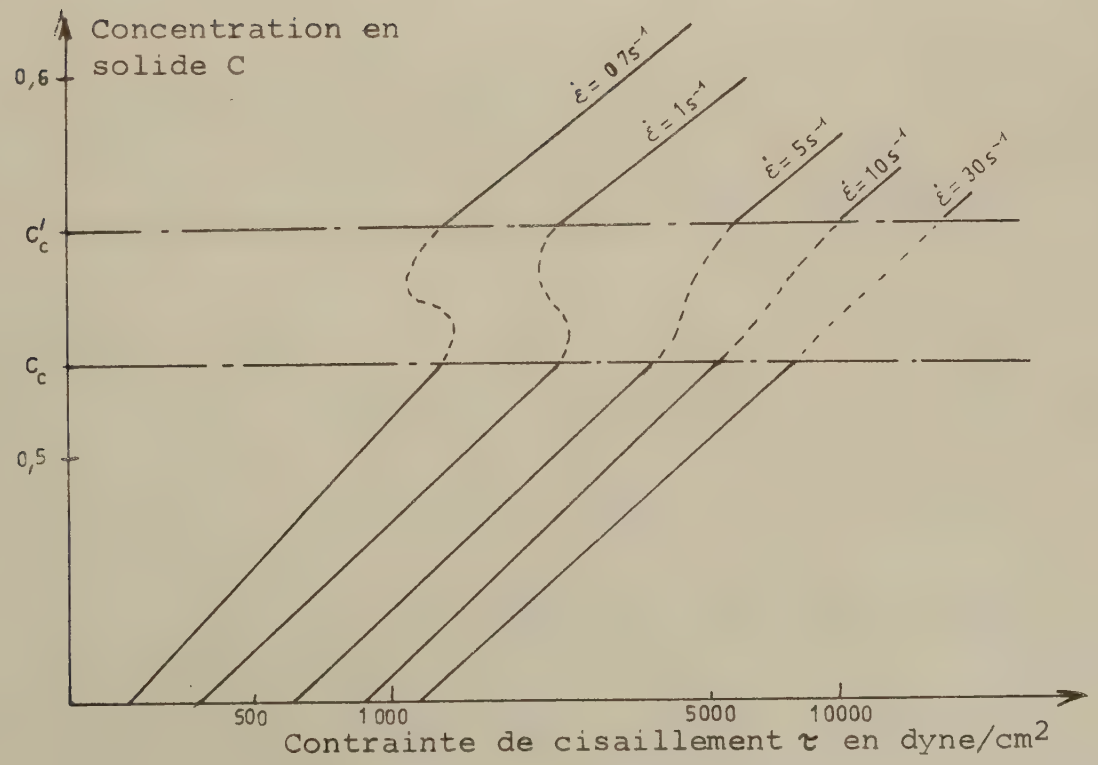


FIGURE X-8

CHAPITRE XI

INFLUENCE DE LA GRANULOMETRIE DE LA PHASE SOLIDE SUR LA VISCOSITE DES MORTIERS

Le chapitre précédent montre que les lois de variation de τ_o et de τ (pour un $\dot{\epsilon}$ donné) sont les suivantes :

$$\tau_o = Ae^{\alpha C} \quad \text{et} \quad \tau = Be^{\beta C}.$$

Afin d'expliciter des coefficients compatibles avec les valeurs mesurables de τ_o et de τ, il est plus commode d'effectuer un changement d'axe et d'écrire ces formules sous la forme :

$$\tau_o = A_o e^{\alpha(C-0,5)} \qquad \text{(équation XI-1)}$$

$$\text{et } \tau = B_o e^{\beta(C-0,5)} \qquad \text{(équation XI-2).}$$

Dans le présent chapitre, nous avons essayé de montrer l'influence de la granulométrie G du constituant solide sur les coefficients α, β, A_o et B_o.

Cette étude a été conduite à l'aide de sables de calcite présentant des granulométries variées. Ces sables provenant du broyage d'une calcite bien cristallisée, la forme des grains peut être considérée comme constante. Par conséquent, les granulométries évoquées dans ce chapitre considèrent bien la répartition statistique de la dimension des particules, indépendamment de la forme de ces dernières.

XI - 1. INFLUENCE DE LA GRANULOMETRIE SUR LES COEFFICIENTS α ET β.

La figure XI-1 donne les courbes granulométriques des sables utilisés, numérotés de 1 à 8.

Nous avons tracé les courbes donnant le seuil de cisaillement maximum τ_o et la contrainte de cisaillement τ, pour $\dot{\epsilon}$ donné, en fonction de la concentration en solide C.

A cause de la difficulté de tracé de la courbe $\tau = g(C)$ dans les domaines instables et dilatant (cf. § X-2), nous n'avons étudié

COURBES GRANULOMETRIQUES

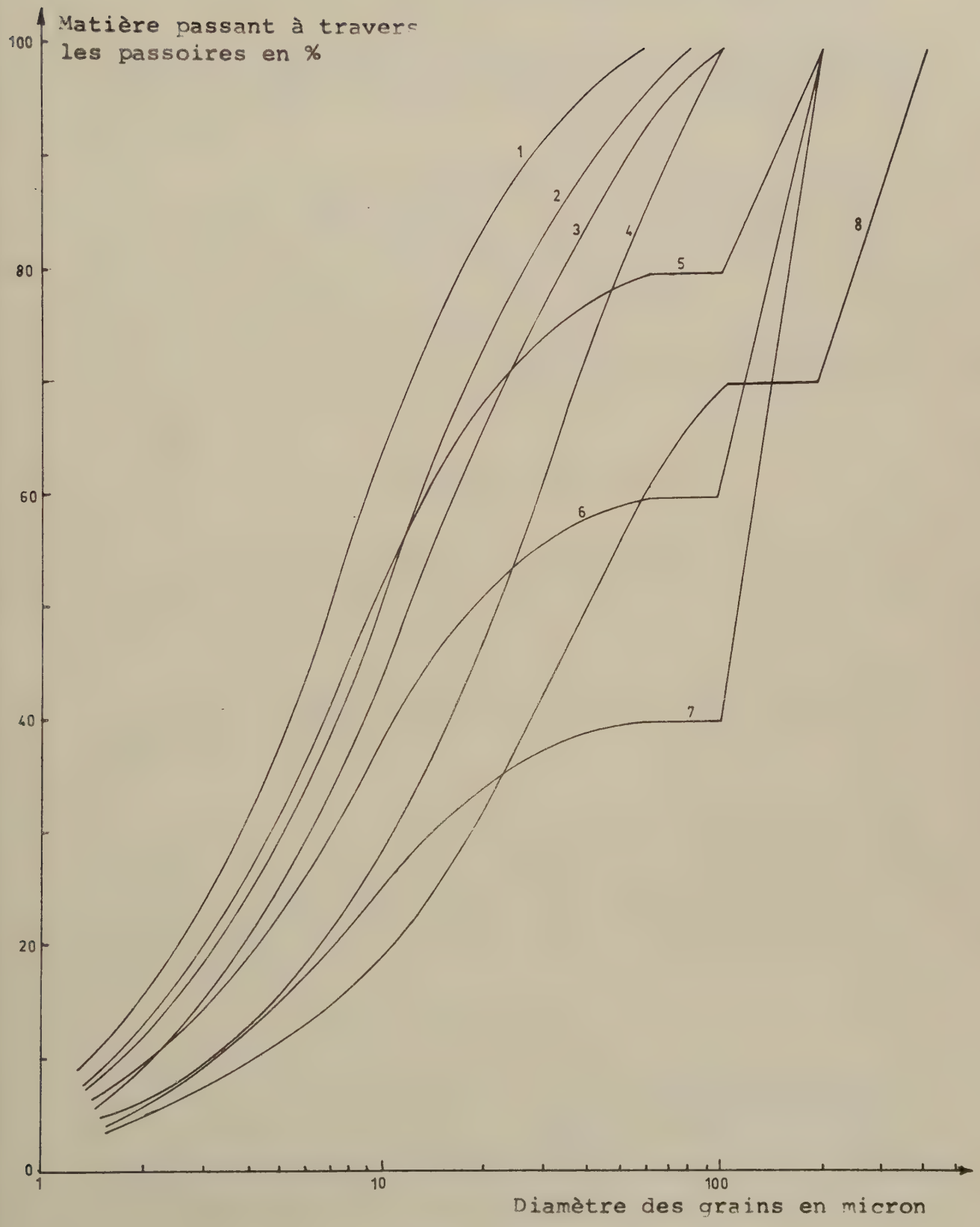


FIGURE XI-1

sa variation que dans le domaine pseudo-plastique.

XI - 1-1. Etude des courbes $\tau_0 = f(C)$ (figure XI-2).

Les courbes $\tau_0 = f(C)$, tracées en coordonnées semi-logarithmiques, se déduisent les unes des autres par translation. Cela signifie que le coefficient α est indépendant de la granulométrie de la phase solide.

D'après les études faites par WELLTMAN et GREEN sur les peintures (16), α dépendrait de la taille des particules de pigment ; mais il convient, ici, de remarquer que nous avons expérimenté dans un domaine de concentrations supérieures à 0,4 tandis que le domaine étudié par WELLTMAN et GREEN se situe entre 0 et 0,4. Il est donc probable que pour des valeurs suffisamment faibles de C, les courbes changent de direction et convergent vers un point [$C = C_o$, $\tau_0 = o$]. On peut, d'ailleurs, voir l'ébauche de ce changement sur les courbes tracées en pointillé. La sédimentation, dans les types de mélanges étudiés, étant très importante pour des faibles concentrations, nous n'avons pas pu pousser plus loin le tracé de ces courbes.

XI - 1-2. Etude des courbes $\tau = g(C)$.

Les courbes expérimentales ont été tracées en coordonnées semi-logarithmiques pour différents gradients de vitesse et, à titre d'exemple, nous donnons ici les courbes obtenues pour $\dot{\varepsilon} = 10s^{-1}$ (figure XI-3) et pour $\dot{\varepsilon} = 1s^{-1}$ (figure XI-4).

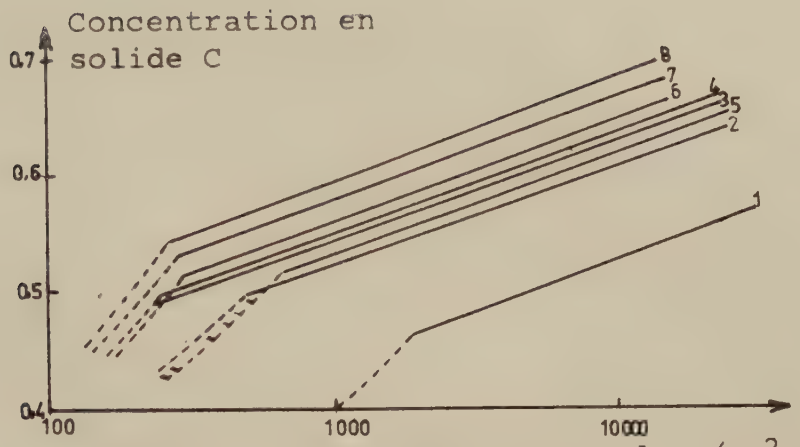
Pour chaque valeur du gradient de vitesse, les courbes se déduisent les unes des autres par translation. Cela signifie que le coefficient β est, lui aussi, indépendant de la granulométrie de la phase solide.

Il est logique de penser que, pour des concentrations suffisamment faibles, les courbes convergent et tendent vers le point [$C = 0$, $\tau = \dot{\varepsilon} \times 1$ centipoise] correspondant à une concentration nulle en solide, c'est-à-dire de l'eau. On peut voir l'amorce de ce changement de direction sur les courbes tracées en pointillé. Le tronçon est relativement court et imprécis pour les raisons déjà données au paragraphe XI-1-1.

Remarques.

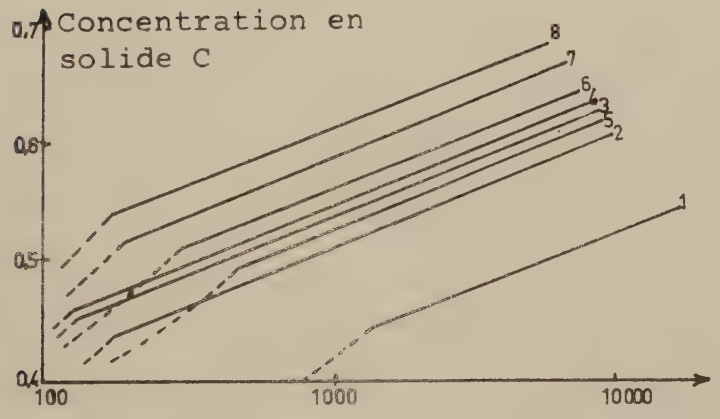
1°) Les parties des courbes de la figure X-2 situées dans le domaine pseudo-plastique ne se déduisent pas les unes des autres par translation. Le coefficient β dépend donc du gradient de vitesse. Sur la figure XI-5, la courbe représentative de la variation de β en fonction de $\dot{\varepsilon}$ montre que β croît avec $\dot{\varepsilon}$, mais tend à devenir pratiquement constant lorsqu'on atteint des gradients de vitesse élevés.

INFLUENCE DE LA GRANULOMETRIE SUR LES COURBES $\tau_o = f(C)$ ET $\tau = g(C)$



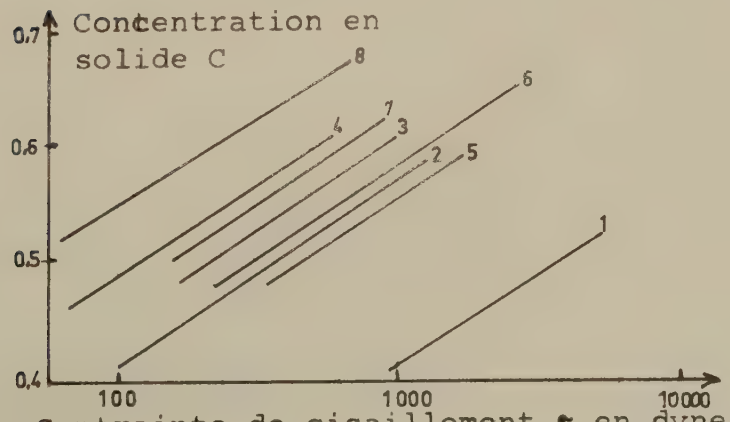
Seuil de cisaillement τ_o en dyne/cm^2

FIGURE XI-2



Contrainte de cisaillement τ en dyne/cm^2 ($\dot{\varepsilon}$=10 s^{-1})

FIGURE XI-3



Contrainte de cisaillement τ en dyne/cm^2 ($\dot{\varepsilon}$=1 s^{-1})

FIGURE XI-4

INFLUENCE DU GRADIENT DE VITESSE SUR LE COEFFICIENT β

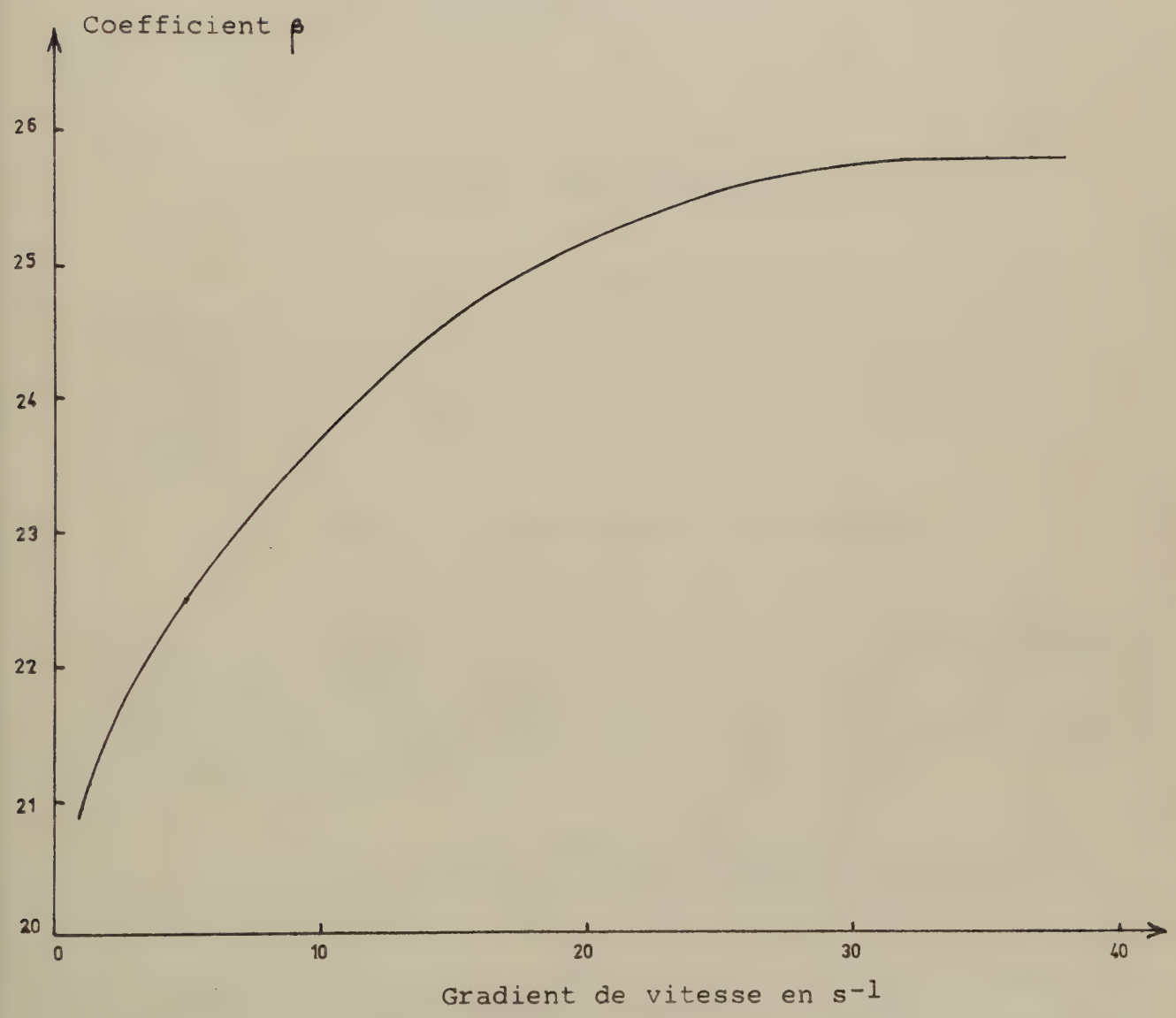


FIGURE XI-5

2°) Nous venons de voir que β était indépendant de la granulométrie du constituant solide. Par conséquent, la courbe de la figure XI-5 est la même pour un sable de nature minéralogique donnée, quelle que soit la granulométrie de ce sable.

XI - 1-3. Généralisation et conclusion.

Pour un mortier réalisé avec des granulats de calcite, les coefficients α et β sont indépendants de la granulométrie de la phase solide.

Des essais entrepris sur divers sables ont fait apparaître des résultats comparables.

XI - 2. INFLUENCE DE LA GRANULOMETRIE SUR LES COEFFICIENTS A_o ET B_o.

L'examen des courbes XI-2, XI-3 et XI-4 montre que les coefficients Ao et B_o dépendent de la granulométrie G du constituant solide. Nous avons étudié les relations entre A_o et B_o et la surface spécifique S et tracé, dans ce but, les courbes représentatives des variations de A_o et de B_o en fonction de la surface spécifique de la phase solide pour des sables de caractéristiques granulométriques variées.

XI - 2-1. Composition de la phase solide.

1°) Sables de "base" (S_B).

Tous les sables dont les dimensions de grains n'excèdent pas 100 µ, c'est-à-dire ceux qui possèdent des granulométries comparables à celles des ciments, sont généralement appellés "fines". Les fines de calcite entrant dans la composition des mélanges que nous avons réalisés ont été appelées "sables de base". La figure XI-6 donne les caractéristiques granulométriques (•) des sables de base utilisés.

2°) Sables d'"addition" (S_A).

Nous appellerons sables d'"addition" tous les sables dont les grains ont des dimensions supérieures à 100 µ. Dans le tableau

---

(•) Bien qu'il existe des procédés donnant des valeurs plus exactes de la surface spécifique des sables, nous nous sommes servi de l'appareil de BLAINE pour toutes nos études. Ces dernières étant essentiellement comparatives, nous avons recherché davantage la fidélité que la justesse dans la mesure. La méthode de BLAINE est, par ailleurs, d'une utilisation facile et rapide.

SABLES DE BASE
COURBES GRANULOMETRIQUES

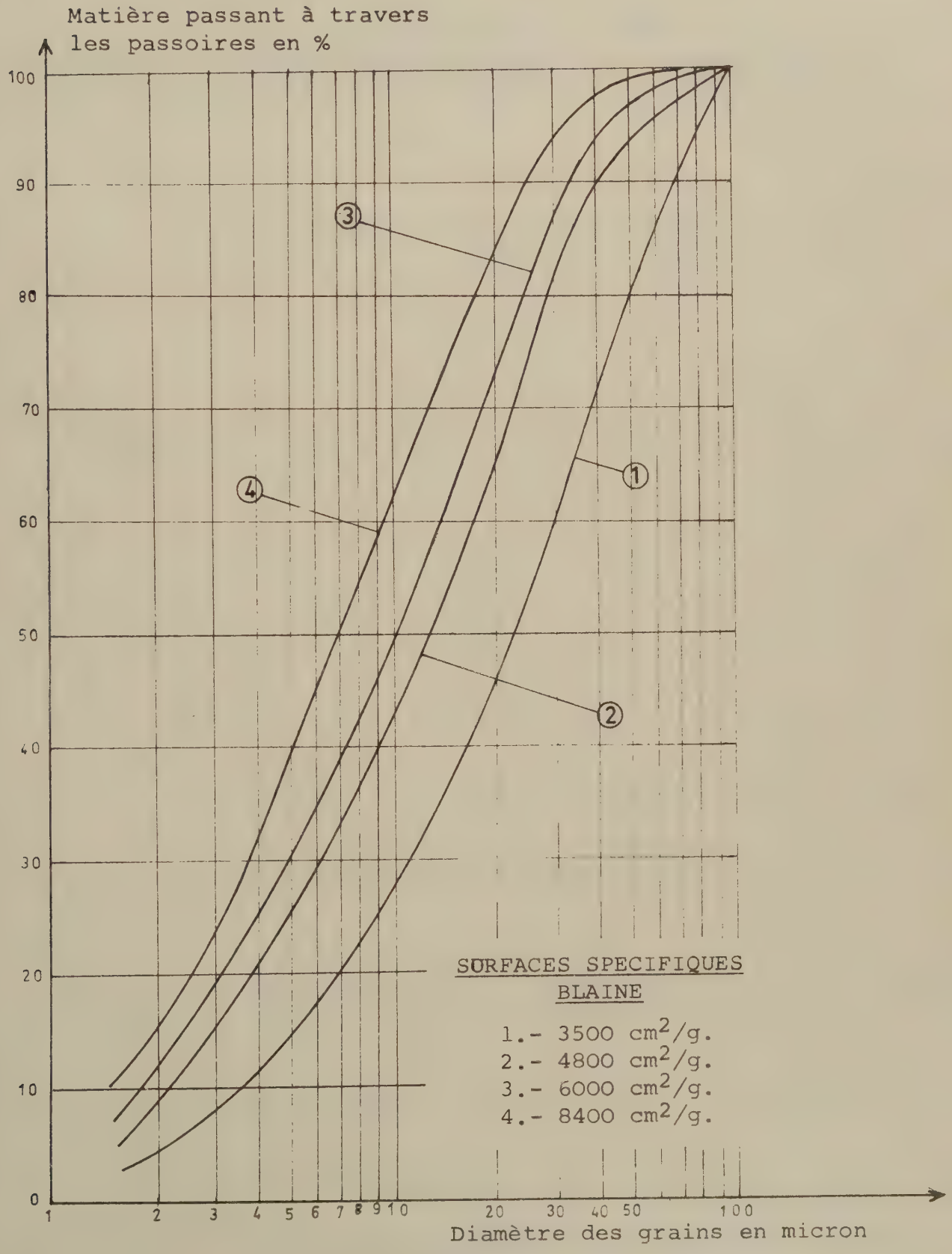


FIGURE XI-6

XI-1 sont décrits les différents sables d'addition que nous avons utilisés.

3°) "Familles" de mélanges.

En homogénéisant un sable de base et un sable d'addition bien déterminés suivant différentes proportions, nous avons réalisé des mélanges dont les courbes granulométriques offrent les particularités suivantes :

- elles présentent les mêmes coupures
- les portions de courbes comprises entre deux coupures consécutives se déduisent les unes des autres par affinité orthogonale ayant pour axe l'axe des abscisses.

- Tableau XI-1 -

Désignation	Dimension minimum des grains en μ	Dimension maximum des grains en μ	Surface spécifique en cm^2/g
$S_A(1)$	100	200	1200
$S_A(2)$	200	400	200
$S_A(3)$	400	800	∿0
$S_A(4)$	800	1600	∿0

Nous dirons que les mélanges présentant des courbes granulométriques douées de telles particularités appartiennent à une même "famille".

A titre d'exemple, la figure XI-7 représente des courbes granulométriques correspondant à une même famille, réalisée à l'aide du sable de base $S_B(1)$ et du sable d'addition $S_A(2)$, r représentant le pourcentage de sable de base contenu dans le mélange.

Les différentes familles que nous avons utilisées sont données par le tableau XI-2.

XI - 2-2. Résultats.

1°) Variations de A_o en fonction de la surface spécifique σ (figure XI-8).

COURBES GRANULOMETRIQUES

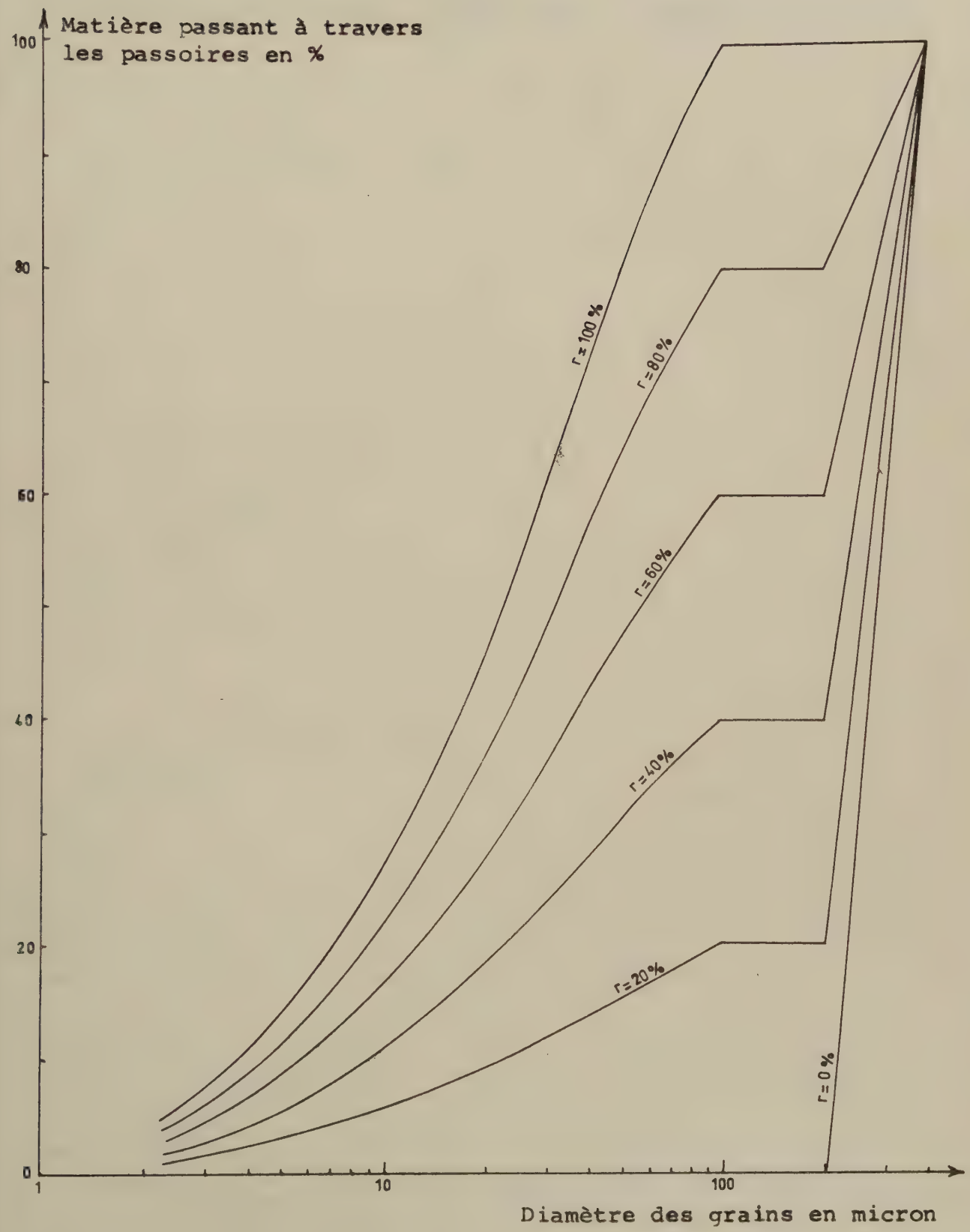


FIGURE XI-7

INFLUENCE DE LA SURFACE SPECIFIQUE SUR LES COEFFICIENTS A_o ET B_o POUR DIFFERENTES COMPOSITIONS GRANULOMETRIQUES

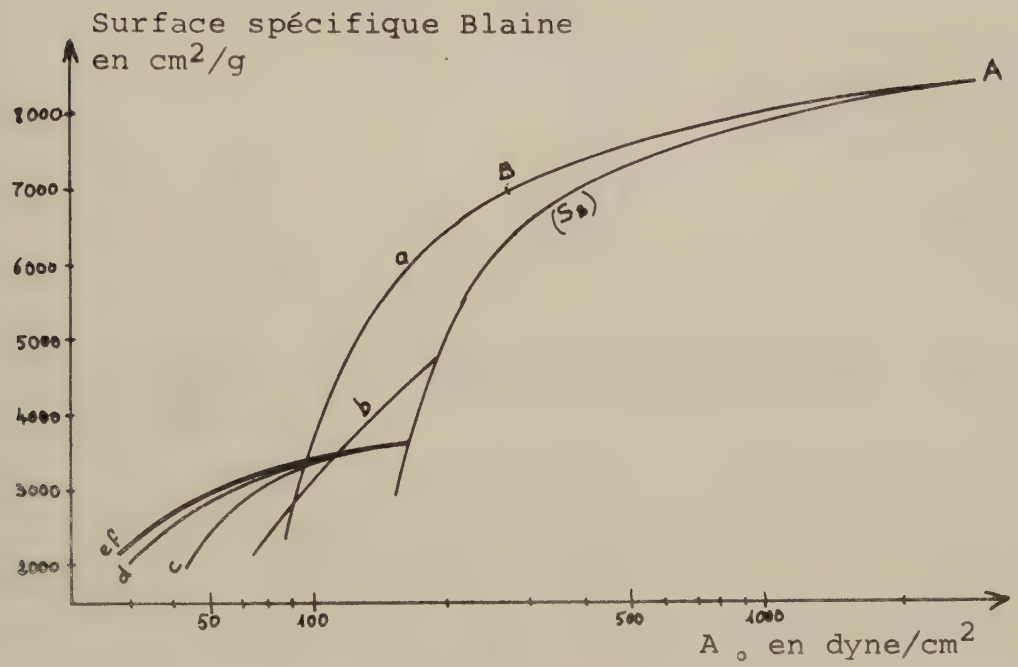


FIGURE XI-8

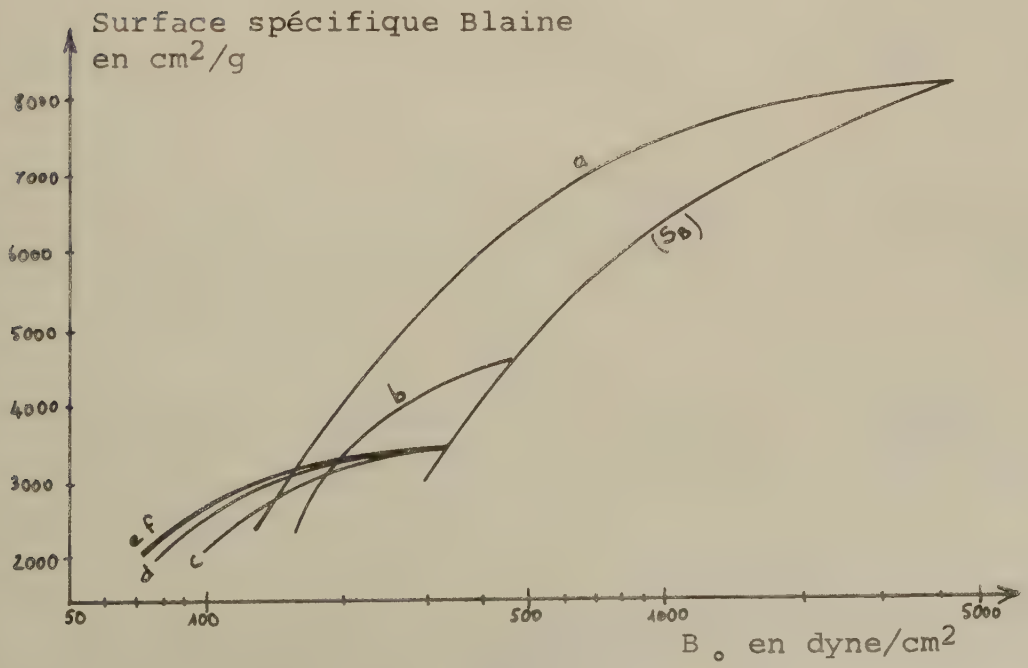


FIGURE XI-9

Lorsque la phase solide est composée exclusivement de fines, les points caractéristiques se placent tous sur une courbe (S_B).

- Tableau XI-2 -

Famille	Mélange	Famille	Mélange
a	$S_B(4) + S_A(1)$	d	$S_B(1) + S_A(2)$
b	$S_B(2) + S_A(1)$	e	$S_B(1) + S_A(3)$
c	$S_B(1) + S_A(1)$	f	$S_B(1) + S_A(4)$

Par conséquent, deux fines présentant des courbes granulométriques différentes, mais la même surface spécifique donnent le même coefficient A_o.

Lorsque la phase solide est constituée de mélanges appartenant à une même famille, les points caractéristiques se placent tous sur une même courbe. Nous avons ainsi pu tracer des courbes correspondant à des familles différentes. La lettre qui désigne chaque courbe de la figure XI-8 est la même que celle qui a servi à repérer la famille sur le tableau XI-2.

2°) Variations de B_o en fonction de la surface spécifique σ (figure XI-9).

Nous voyons que les courbes obtenues sont analogues à celles de la figure XI-8 ; nous pouvons donc en tirer les mêmes conclusions.

3°) Remarque.

Si le coefficient B_o dépend de la granulométrie de la phase solide, il dépend également du gradient de vitesse. A titre d'exemple, nous avons représenté, sur la figure XI-10, les variations de B_o en fonction de $\dot{\varepsilon}$ pour des sables de base.

Une des conséquences de cette variation est la distorsion du réseau des courbes de la figure XI-9. A titre d'exemple, nous avons représenté, sur la figure XI-11, la modification apportée par le gradient de vitesse à la partie de ce réseau relative aux sables de base [courbe (S_B) de la figure XI-9].

Les courbes de ce réseau n'admettent pas d'équation simple. Ceci est une conséquence directe de la pseudo-plasticité des mortiers frais vibrés pour laquelle nous n'avons pu établir d'équation d'état rhéologique simple (cf. chapitre II).

INFLUENCE DU GRADIENT DE VITESSE SUR LE COEFFICIENT B_o

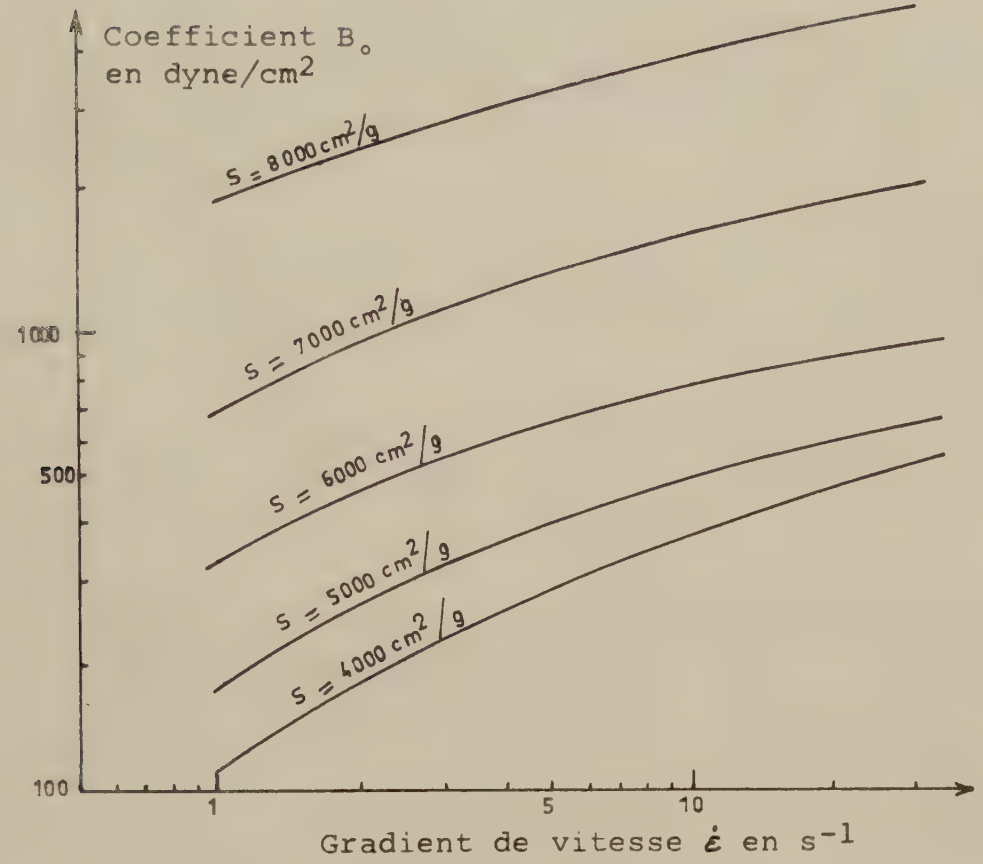


FIGURE XI-10

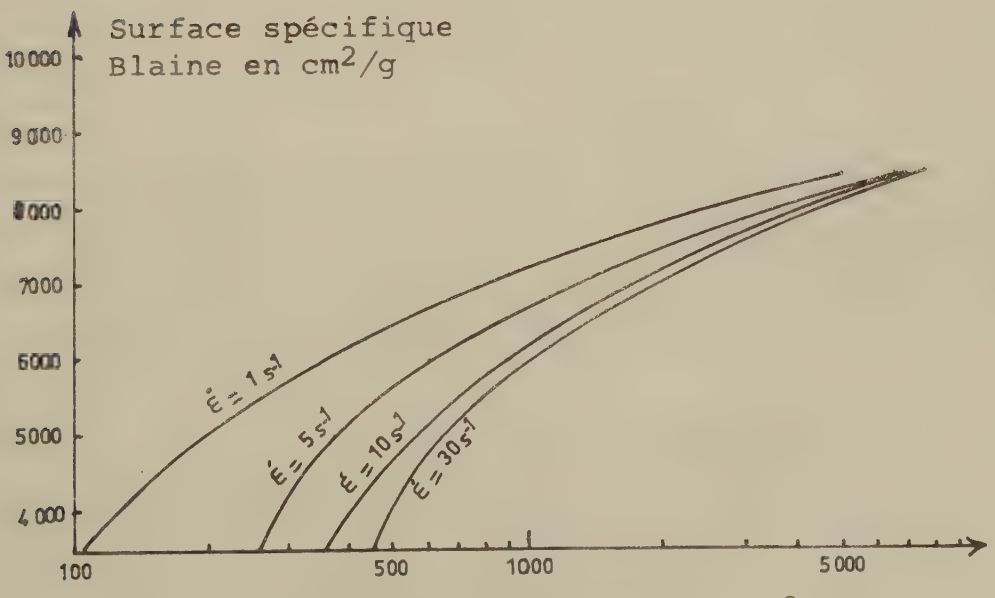


FIGURE XI-11

XI - 2-3. Interprétation.

1°) Lorsqu'un mélange est composé de grains dont les dimensions n'excèdent pas 100 µ, A_o et B_o ne dépendraient que de la surface spécifique de la phase solide. Par conséquent, dans ce cas, seul un "effet de surface" serait responsable des variations de A_o et B_o.

Nous pensons qu'en fait, toutes les grandeurs qui dépendent de la dimension des particules influent sur A_o et B_o ; mais, pour des granulométries faibles, la surface extérieure joue un rôle prépondérant et rend négligeable l'action des autres grandeurs.

2°) Pour une famille de mélanges déterminée, il existe une courbe $A_o = \phi(\sigma)$ et $B_o = \psi(\sigma)$. Cela signifie que les grains de dimension supérieure à 100 µ interviennent par leur surface extérieure.

3°) On constate, sur la figure XI-7, que les mélanges appartenant à des familles différentes et présentant la même surface spécifique donnent des coefficients A_o différents (il en est de même pour B_o). Les grains supérieurs à 100 µ interviennent donc également par l'intermédiaire de grandeurs dépendant de leurs dimensions et autres que leur surface extérieure.

La granulométrie doit donc agir sur la viscosité des mortiers par deux facteurs différents :

- un effet de surface,
- un effet dû à la dimension des grains et autre que l'effet de surface, que nous appellerons provisoirement "effet complémentaire".

4°) Nous voyons, sur les figures XI-8 et XI-9, que les courbes $A_o = \phi(\sigma)$ et $B_o = \psi(\sigma)$ restent confondues lorsque les sables d'addition présentent des grains de dimensions supérieures à 400 µ. De tels sables présentent des surfaces spécifiques très faibles par rapport aux sables de base et leur effet de surface est négligeable. Le fait que les courbes soient confondues signifie que l'effet complémentaire reste le même, quel que soit le diamètre des grains, pourvu que celui-ci soit supérieur à 400 µ.

5°) Considérons la courbe a de la figure XI-8 ; elle est relative à une famille composée du sable de base $S_B(4)$ et du sable d'addition $S_A(1)$.

Le point A de cette courbe correspond à une surface spécifique Blaine de 8400 cm^2/g, soit 100 % de $S_B(4)$; il correspond à un coefficient A_o égal à 3000 $dyne/cm^2$ environ.

Le point B de cette courbe correspond à une surface spécifique Blaine de 700 cm^2/g, soit 80 % de $S_B(4)$ et 20 % de $S_A(1)$; il correspond à un coefficient A_o égal à 300 $dyne/cm^2$ environ.

La substitution de 20 % seulement d'un sable d'addition à un sable de base abaisse donc considérablement la valeur du coefficient A_o. Il en est de même pour B_o.

Ceci montre le rôle considérable joué par les fines dans la viscosité des mortiers. Toutes choses égales par ailleurs, il suffit d'ajouter très peu de fines dans un mortier pour en modifier de façon très notable la viscosité.

XI - 2-4. Conclusion.

La granulométrie de la phase solide intervient sur la viscosité des mortiers par l'intermédiaire d'un effet de surface E_S et d'un effet provisoirement appelé complémentaire E_C.

E_C est négligeable devant E_S pour des grains dont les dimensions n'excèdent pas 100 µ environ.

Au fur et à mesure que la dimension des grains augmente, E_C prend une part de plus en plus grande au détriment de E_S.

Pour des grains de dimension supérieure à 400 µ environ, E_S est négligeable et E_C devient constant.

CHAPITRE XII

INFLUENCE DE LA FORME DES GRANULATS SUR LA VISCOSITE DES MORTIERS

Dans le présent chapitre, nous étudions l'influence de la forme des grains sur la viscosité des mortiers à l'aide de sables présentant des granulométries identiques, mais des formes de grains différentes.

XII -1. COMPOSITION DES MORTIERS.

Les granulats utilisés sont ceux là mêmes qui ont servi à étudier l'influence de la forme des particules sur le comportement rhéologique des mortiers (cf. § VII-1-1). La phase liquide était de l'alcool butylique et la proportion R de ciment égale à 30 % (cf. § VII-1-2).

Le tableau XII-2 définit les classes granulométriques des sables de verre que nous avons utilisés.

- Tableau XII-1 -

Légende	Dimension minimum des grains en µ	Dimension maximum des grains en µ	Diamètre moyen des grains en µ
oooooooo	20	50	35
.....	50	100	75
----------	100	200	150
—.—.—.—	200	400	300
————	400	800	600
----------	800	1600	1200

Les coupures qui déterminent chaque classe sont suffisamment rapprochées pour caractériser la granulométrie des sables. Autrement dit, nous avons considéré, par exemple, qu'un sable composé de grains sphériques correspondant à la classe 100-200 μ possédait la même granulométrie qu'un sable de grains anguleux présentant les mêmes coupures.

XII -2. RESULTATS.

Nous avons étudié l'influence de la forme des particules sur les coefficients α, β, A_o et B_o des équations XI-1 et XI-2 que nous rappelons :

$$\tau_o = A_o e^{\alpha(C-0,5)}$$

$$\tau = B_o e^{\beta(C-0,5)}.$$

Pour les diverses granulométries définies dans le tableau XII-1 et pour les granulats sphériques et anguleux déjà décrits, nous avons tracé les courbes $\tau_o = f(C)$ et $\tau = g(C)$ pour des valeurs de la concentration inférieures à C_i^* (figures XII-1 et XII-2).

XII -3. INFLUENCE DE LA FORME DES GRANULATS SUR LES COEFFICIENTS α ET β.

Les courbes $\tau_o = f(C)$ et $\tau = g(C)$ (figures XII-1 et XII-2) sont des droites en coordonnées semi-logarithmiques ; α et β sont leurs pentes respectives.

On peut vérifier, sur ces courbes, que α et β sont indépendants de la granulométrie (cf. § XI-1) et on trouve :

- pour des grains anguleux $\alpha = \alpha_A = 48$ et $\beta = \beta_A = 28$,

- pour des grains sphériques $\alpha = \alpha_S = 23$ et $\beta = \beta_S = 19$.

Les coefficients α et β dépendent de façon notable de la forme des granulats.

Il est logique de penser que les valeurs de α et β sont minimales pour des grains sphériques. Dans cette hypothèse, on peut écrire les équations XI-1 et XI-2 sous la forme :

INFLUENCE DE LA FORME DES GRANULATS SUR LES COURBES $\tau_o = f(C)$ ET $\tau = g(C)$

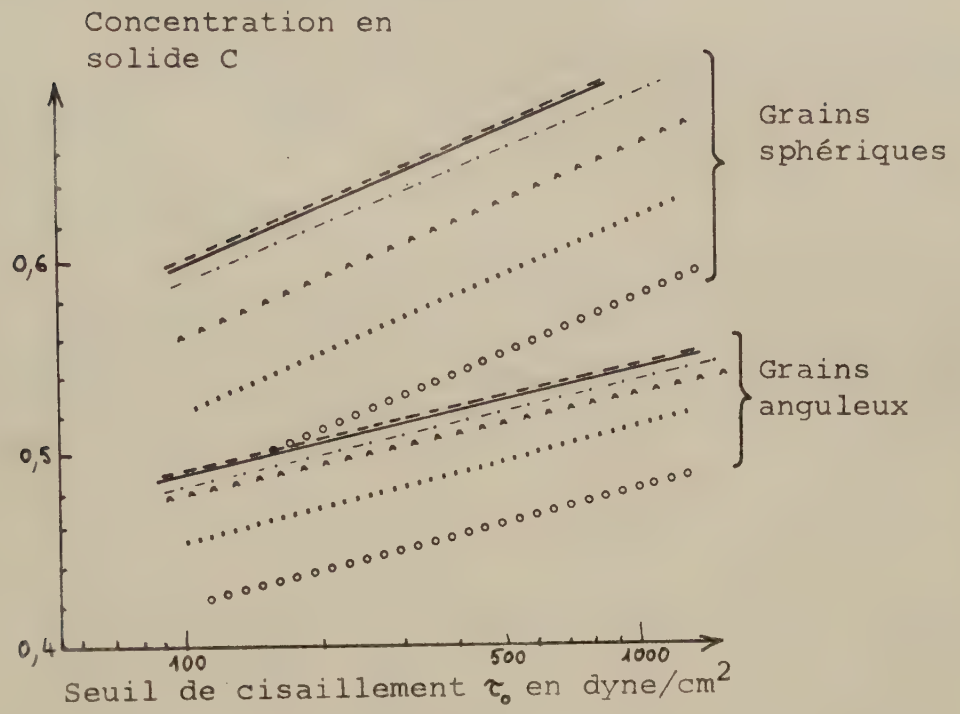


FIGURE XII-1

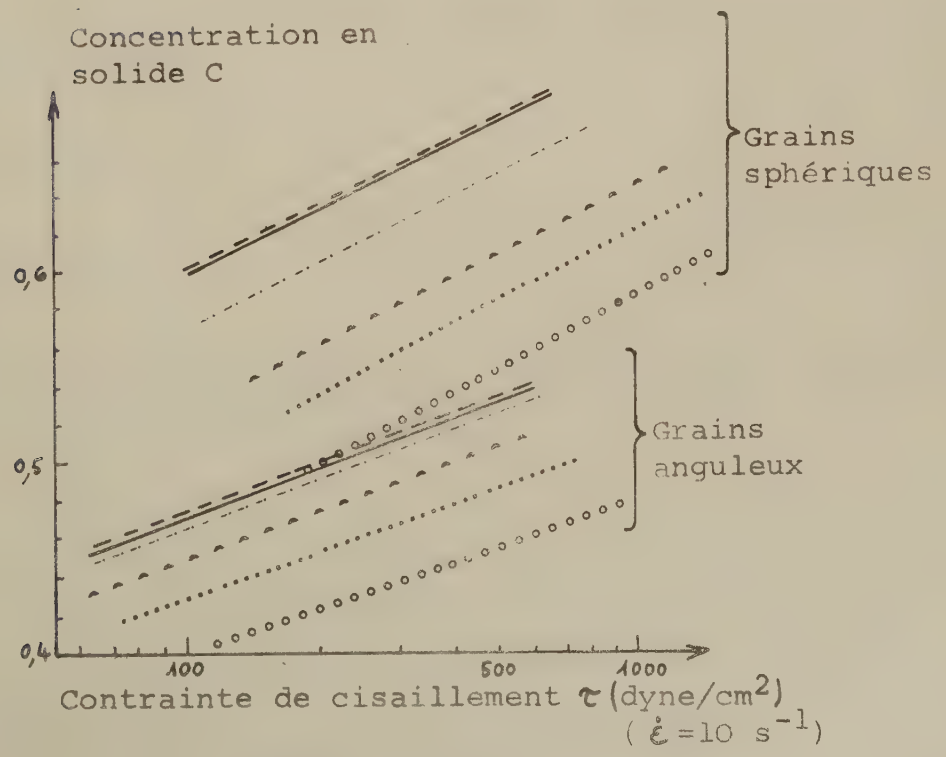


FIGURE XII-2

$$\tau_o = A_o e^{\lambda \alpha_S (C-0,5)} \qquad \text{(équation XII-1)}$$

$$\text{et } \tau = B_o e^{\mu \beta_S (C-0,5)} \qquad \text{(équation XII-2),}$$

λ et μ étant des coefficients égaux à 1 pour des granulats sphériques et supérieurs à 1 pour des granulats anguleux.

Ainsi, pour le verre que nous avons utilisé, nous avons $\alpha_S = 23$ et $\beta_S = 19$. S'il est broyé, avec la technique que nous avons employée, on a $\lambda = 2,08$ et $\mu = 1,47$.

Remarque.

Le coefficient β_S ne dépend pas du gradient de vitesse car le comportement rhéologique du mélange correspondant est newtonien (cf. chapitre VII). Or, nous savons que $\beta = \mu\beta_S$ dépend du gradient de vitesse (cf. remarque en XI-1-2). Par conséquent, le coefficient μ, qui dépend de la forme des particules,dépend également du gradient de vitesse.

XII -4. INFLUENCE DE LA FORME DES GRANULATS SUR LES COEFFICIENTS A_o ET B_o.

XII -4-1. Etude préliminaire.

Pour un mélange composé de grains anguleux de granulométrie donnée, affectons les coefficients A_o et B_o de la lettre A, placée en exposant :

A_o^A et B_o^A.

Pour un mélange composé de grains sphériques, affectons les de la lettre S :

A_o^S et B_o^S. Lorsque ce dernier mélange présente la même granulométrie que le mélange composé de grains anguleux (cf. § XII-1), affectons les coefficients de l'indice G :

$(A_o^S)_G$ et $(B_o^S)_G$.

Posons $\xi_G = A_o^A/(A_o^S)_G$ et $\zeta_G = B_o^A/(B_o^S)_G$.

Les courbes des figures XII-1 et XII-2 permettent de déterminer les coefficients A_o^A, B_o^A, $(A_o^S)_G$ et $(B_o^S)_G$ dont les valeurs sont regroupées dans le tableau XII-2.

- Tableau XII-2 -

Diamètre moyen d_m des particules en µ	A_o^A en dyne/cm^2	$(A_o^S)_G$ en dyne/cm^2	B_o^A en dyne/cm^2	$(B_o^S)_G$ en dyne/cm^2	ξ_G	ζ_G
35	2300	160	2000	200	14,3	10,0
75	700	60	750	90	11,7	8,3
150	300	24	400	60	12,5	6,7
300	210	13	260	25	16,1	10,4
600	160	10	220	14	16,0	15,7
1200	150	9	200	13	16,7	15,3

Nous avons reporté, sur la figure XII-3, les courbes représentatives des variations de ξ_G et de ζ_G en fonction du diamètre moyen d_m des particules.

Ces courbes font apparaître trois domaines :

- pour $d_m < 100$ µ, ξ_G et ζ_G sont décroissants,
- pour 100 µ $< d_m < 400$ µ, ξ_G et ζ_G sont croissants,
- pour $d_m > 400$ µ, ξ_G et ζ_G sont constants.

Il semble donc a priori qu'on ne puisse définir des coefficients de forme ξ_G et ζ_G que pour des diamètres de grains supérieurs à 400 µ.

Etudions plus en détail ces trois domaines en essayant de faire apparaître des constantes dans les zones pour lesquelles le diamètre moyen des particules est inférieur à 400 µ.

INFLUENCE DE LA DIMENSION DES GRAINS SUR ξ_G ET ζ_G

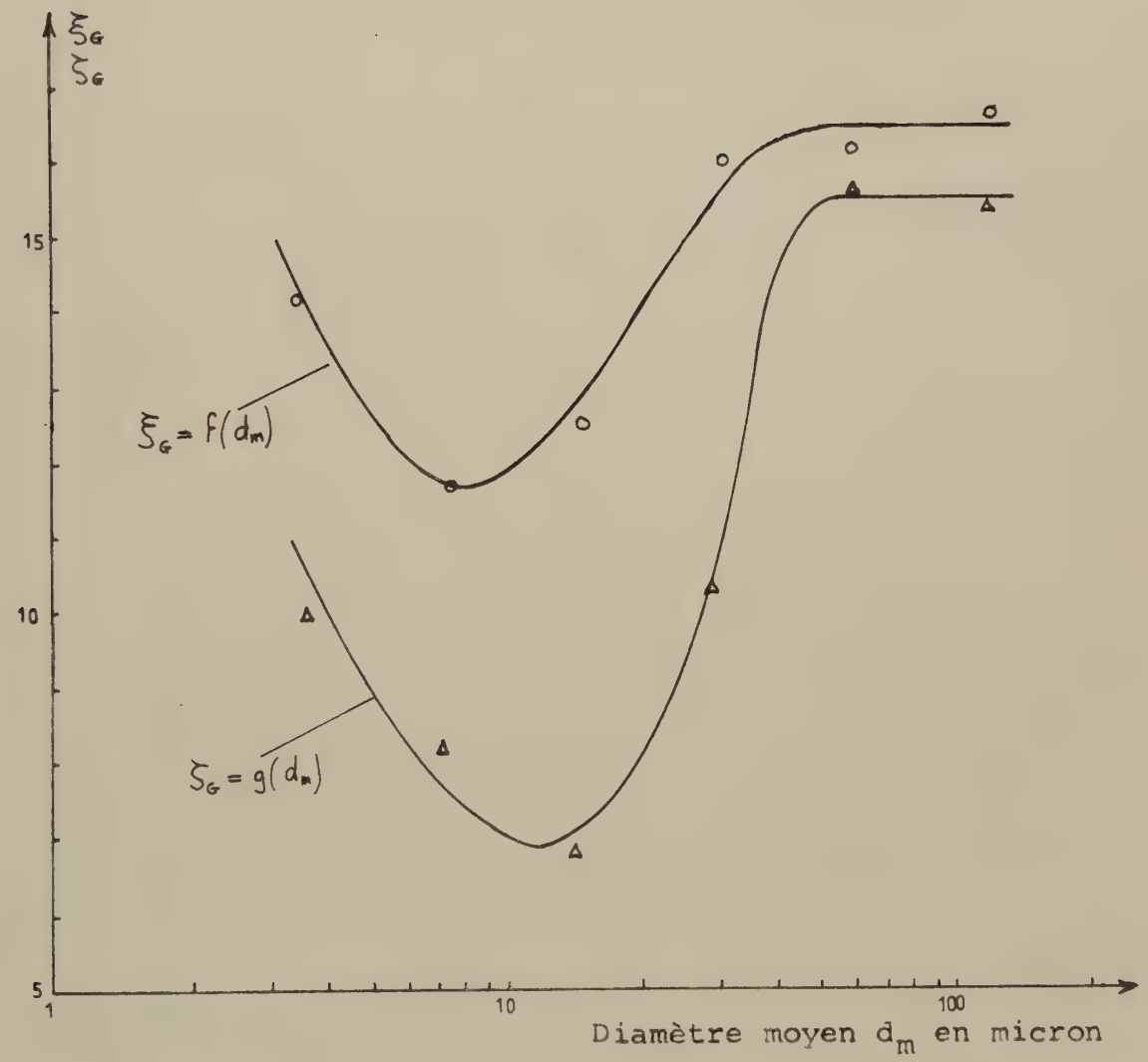


FIGURE XII-3

XII -4-2. Etude du domaine $d_m > 400\mu$.

Nous avons déjà remarqué, sur la figure XII-3, que ξ_G et ζ_G sont constants.

On sait, par ailleurs (cf. § XI-2-3), que la granulométrie n'intervient sur les coefficients A_o et B_o que par l'intermédiaire de l'effet complémentaire et que cet effet est constant lorsque les grains ont des dimensions supérieures à 400µ. Cet effet est donc le même, que les particules soient anguleuses ou sphériques, pourvu que leur dimension soit supérieure à 400µ.

ξ_G et ζ_G sont alors bien des coefficients de forme et il est logique qu'ils soient constants lorsque $d_m > 400\mu$.

Lorsque les grains ont des dimensions supérieures à 400µ, nous avons donc :

$$\tau_o = \xi_G (A_o^S)_G e^{\lambda \alpha_S (C-0,5)} \qquad \text{(équation XII-3)}$$

$$\text{et } \tau = \zeta_G (B_o^S)_G e^{\mu \beta_S (C-0,5)} \qquad \text{(équation XII-4).}$$

XII -4-3. Etude du domaine $d_m < 100\mu$.

Nous savons (cf. § XI-2-3) que la granulométrie n'intervient sur les coefficients A_o et B_o que par l'intermédiaire de l'effet de surface lorsque les grains ont des dimensions inférieures à 100µ. Or, si la surface spécifique d'un sable dépend de sa granulométrie, elle dépend également de la forme des grains. Donc, l'effet de surface peut être différent pour deux sables présentant la même granulométrie mais composés de grains de forme différente. Par conséquent, les rapports ξ_G et ζ_G qui ont été établis pour des sables présentant la même granulométrie varient avec l'effet de surface ; il est donc normal qu'ils ne puissent être uniquement des coefficients de forme.

Afin d'éliminer le rôle joué par l'effet de surface, nous avons établi deux nouveaux coefficients :

$$\xi_\sigma = A_o^A / (A_o^S)_\sigma \quad \text{et} \quad \zeta_\sigma = B_o^A / (B_o^S)_\sigma .$$

$(A_o^S)_\sigma$ désigne le coefficient A_o d'un mélange composé de grains sphériques présentant la même surface spécifique que celui constitué de grains anguleux de coefficient A_o^A.

$(B_o^S)_\sigma$ a été défini de la même façon.

La surface spécifique des sables de verre avec lesquels nous avons réalisé cette étude est petite et nous n'avons pas pu la mesurer par les méthodes expérimentales classiques ; nous l'avons calculée par la méthode de LEZY (12)[b], basée sur l'intégration de la courbe granulométrique. Cette méthode n'est valable que pour des granulats sphériques.

Nous avons alors pu tracer les courbes donnant les variations de A_o^S et de B_o^S en fonction de σ_S (figure XII-4) (•).

Pour une particule donnée, soient :

- d_o^v le diamètre de la sphère de même volume,

- d_o^s le diamètre de la sphère de même surface,

- d_o^{st} le diamètre de STOKES.

On définit le facteur de sphéricité :

$$\psi = (d_o^v)^2/(d_o^s)^2.$$

Supposons que tous les grains anguleux sont identiques. Par unité de volume, il y a un nombre N de grains égal à :

$1/\frac{\pi(d_o^v)^3}{6}$. La surface d'un grain est égale à $\pi(d_o^s)^2$.

On a donc $\sigma = 6(d_o^s)^2/(d_o^v)^3 = \frac{6}{\psi}\ \frac{1}{d_o^v}$.

D'après HAWKSLEY (18), $d_o^{st}/d_o^v = \psi^{0,25}$; par conséquent :

$$\sigma = \frac{6}{\psi^{0,75}}\ \frac{1}{d_o^{st}}\ .$$

Remarquons qu'on peut, avec une bonne approximation, admettre que $d_m = d_o^{st}$. On peut alors calculer la surface spécifique σ_A

(•) Notation : σ représente la surface spécifique au sens large,
σ_S représente la surface spécifique de granulats sphériques,
σ_A représente la surface spécifique de granulats anguleux.

INFLUENCE DE LA SURFACE SPECIFIQUE SUR A_o ET B_o

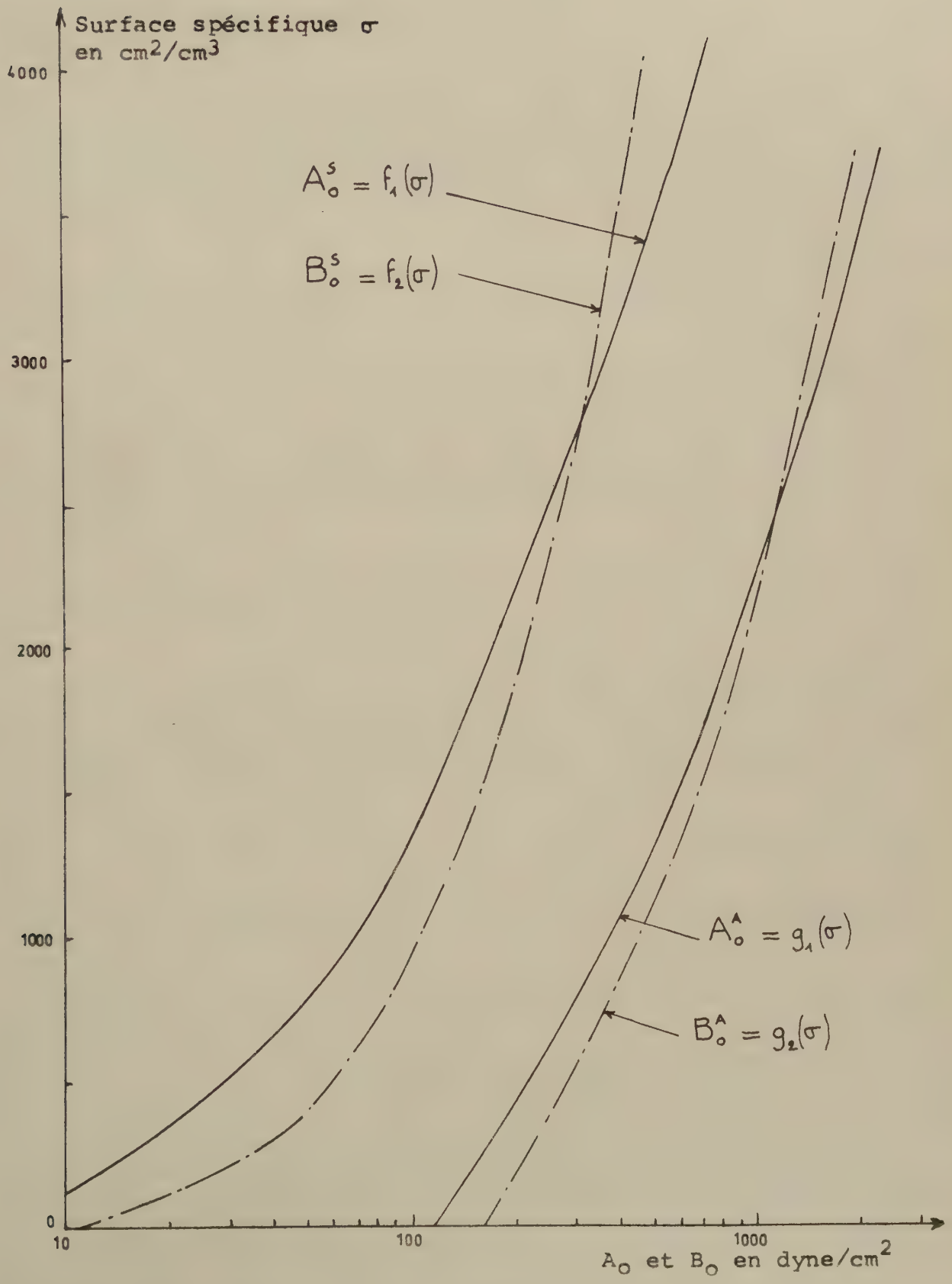


FIGURE XII-4

d'un ensemble de grains anguleux répartis suivant la même granulométrie que des particules sphériques de surface spécifique σ_S ; on a :

$$\sigma_A = \frac{1}{\psi^{0,75}} \sigma_S = \psi_L \sigma_S .$$

LOUDON, pour du verre broyé, donne un coefficient $\psi_L = 1,9$ (18). L'incertitude relative sur cette valeur étant de 10 % et la forme des particules ne variant pas beaucoup suivant le verre utilisé et les moyens de broyage mis en oeuvre, nous avons pris la même valeur que celle donnée par LOUDON dans la suite de notre étude.

Nous avons alors pu tracer les courbes donnant les variations de A_o^A et de B_o^A en fonction de σ_A (figure XII-4).

A chaque valeur de A_o^A et de B_o^A, à l'aide des courbes de la figure XII-4, on peut faire correspondre les valeurs de $(A_o^S)_\sigma$ et $(B_o^S)_\sigma$ et calculer les coefficients ξ_σ et ζ_σ. Nous avons tracé, sur la figure XII-5, les courbes représentatives des variations de ξ_σ et de ζ_σ en fonction de la surface spécifique que nous avons appelée σ, puisque $\sigma_A = \sigma_S$.

Ces courbes montrent que pour $d_m < 100\mu$, ξ_σ et ζ_σ sont constants et sensiblement égaux à 5.

En définitive, pour des grains de dimensions inférieures à 100µ, en travaillant non plus à diamètre moyen égal mais à surface spécifique égale, nous avons pu éliminer l'influence de l'effet de surface et voir le rôle joué uniquement par la forme des particules. Nous pouvons alors écrire que, lorsque les grains ont des dimensions inférieures à 100µ, nous avons :

$$\tau_o = \xi_\sigma (A_o^S)_\sigma e^{\lambda \alpha_S (C-0,5)} \qquad \text{(équation XII-5)}$$

$$\text{et } \tau = \zeta_\sigma (B_o^S)_\sigma e^{\mu \beta_S (C-0,5)} \qquad \text{(équation XII-6),}$$

ξ_σ et ζ_σ étant des coefficients constants pour une forme donnée de particule.

XII -4-4. <u>Etude du domaine $100\mu < d_m < 400\mu$</u>.

Nous savons (cf. § XI-2-3) que lorsque les grains ont des dimensions supérieures à 100µ, la granulométrie intervient sur A_o et B_o par l'intermédiaire de l'effet de surface E_S et de l'effet complémentaire E_C, E_C devenant très vite prépondérant par rapport à E_S.

INFLUENCE DE LA SURFACE SPECIFIQUE SUR ξ_σ ET ζ_σ

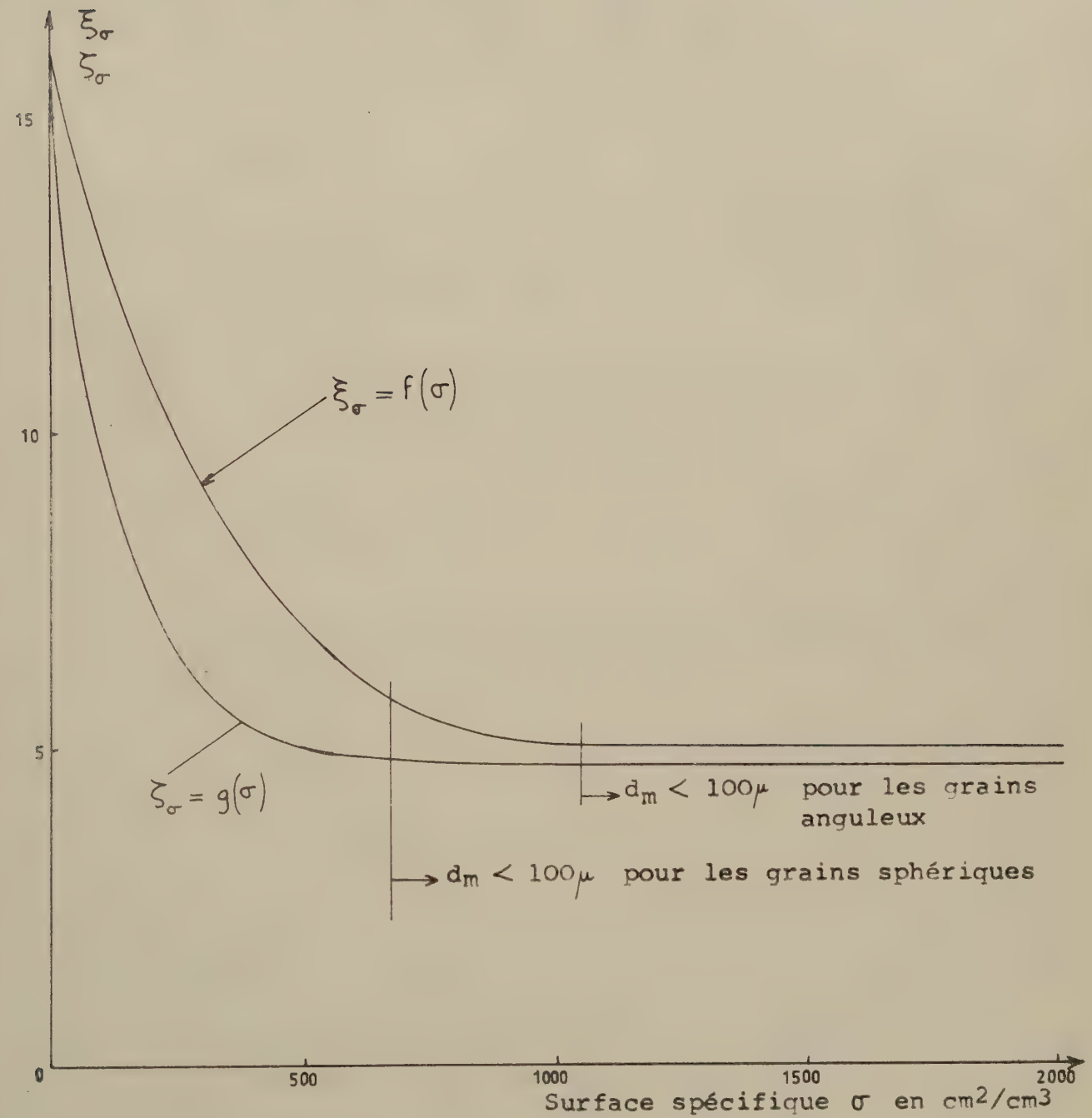


FIGURE XII-5

Le fait que ξ_G et ζ_G ne soient pas constants pour $100\mu < d_m < 400\mu$ signifie que l'effet complémentaire peut être différent pour deux sables présentant la même granulométrie mais composés de grains de forme différente.

Nous avons essayé de rattacher cet effet complémentaire au nombre N de grains contenus dans un volume absolu unité de matière solide. Nous avons appelé ce nombre N "nombre spécifique".

Nous avons établi deux nouveaux coefficients :

$$\xi_N = A_o^A/(A_o^S)_N \quad \text{et} \quad \zeta_N = B_o^A/(B_o^S)_N,$$

$(A_o^S)_N$ désignant le coefficient A_o pour un mélange composé de grains sphériques présentant le même nombre spécifique qu'un mélange constitué de grains anguleux de coefficient A_o^A; $(B_o^S)_N$ a été défini de la même façon.

Supposons que tous les grains anguleux sont identiques ; leur nombre spécifique est égal à :

$$N_A = \frac{1}{\frac{\pi(d_o^v)^3}{6}} .$$

Le nombre de grains sphériques qui présentent le même diamètre de STOKES que les grains anguleux est :

$$N_S = \frac{1}{\frac{\pi(d_o^{st})^3}{6}} .$$

Par conséquent :

$$\frac{N_A}{N_S} = \frac{(d_o^{st})^3}{(d_o^v)^3} = \psi^{0,75} = \frac{1}{\psi_L} .$$

Le tableau XII-2 donne les valeurs de A_o^A, A_o^S, B_o^A et B_o^S pour différentes valeurs de d_m ; comme $d_m \simeq d_o^{st}$, on a :

$$N_S = \frac{6}{\pi(d_m)^3} \quad \text{et} \quad N_A = \frac{N_S}{\psi_L} .$$

Nous pouvons donc tracer les courbes donnant A_o et B_o en fonction du nombre spécifique de mélanges composés de grains anguleux

et de grains sphériques (figure XII-6).

A chaque valeur de A_o^A et de B_o^A, à l'aide des courbes de la figure XII-6, on peut faire correspondre les valeurs $(A_o^S)_N$ et $(B_o^S)_N$ et calculer les coefficients ξ_N et ζ_N. Nous avons tracé, sur la figure XII-7, les courbes représentatives des variations de ξ_N et de ζ_N en fonction de N.

Ces courbes montrent que pour $100\mu < d_m < 400\mu$, ξ_N et ζ_N sont sensiblement constants et respectivement égaux à 15,5 et 14,0.

En définitive, pour des grains de dimension comprise entre 100µ et 400µ, en raisonnant non plus à diamètre moyen égal mais à nombre spécifique égal, nous avons pu éliminer l'influence de l'effet complémentaire et voir le rôle joué uniquement par la forme des particules.

Nous pouvons alors écrire que, lorsque les grains ont des dimensions comprises entre 100µ et 400µ, nous avons :

$$\tau_o = \xi_N (A_o^S)_N e^{\lambda \alpha_S (C-0,5)} \qquad \text{(équation XII-7)}$$

$$\text{et } \tau = \zeta_N (B_o^S)_N e^{\mu \beta_S (C-0,5)} \qquad \text{(équation XII-8),}$$

ξ_N et ζ_N étant des coefficients constants pour une forme donnée de particules.

XII -4-5. Remarques.

1°) Sur les courbes de la figure XII-7, on voit que ξ_N et ζ_N restent constants lorsque $d_m > 400\mu$. Ceci est normal puisque nous savons déjà qu'au-delà de 400µ, la granulométrie intervient essentiellement par l'intermédiaire de l'effet complémentaire.

2°) Les valeurs de ξ_N et ζ_N, lorsque $d_m > 100\mu$, sont sensiblement égales aux valeurs de ξ_G et ζ_G lorsque $d_m > 400\mu$ (cf. figures XII-7 et XII-3). L'effet complémentaire dépend donc bien du nombre de particules par unité de volume ; nous pouvons donc dorénavant l'appeler "effet de nombre".

3°) Les valeurs de ξ_N et ζ_N sont différentes de celles de ξ_σ et ζ_σ. Nous avons tracé, sur la figure XII-8, les courbes représentatives des variations de $(A_o^S)_\sigma$ et de $(A_o^S)_N$ en fonction de d_m ; le passage d'une courbe à l'autre pour $d_m = 100\mu$ est discontinu.

Nous avons également tracé (figure XII-9) les courbes

INFLUENCE DU NOMBRE SPECIFIQUE SUR A_o ET B_o

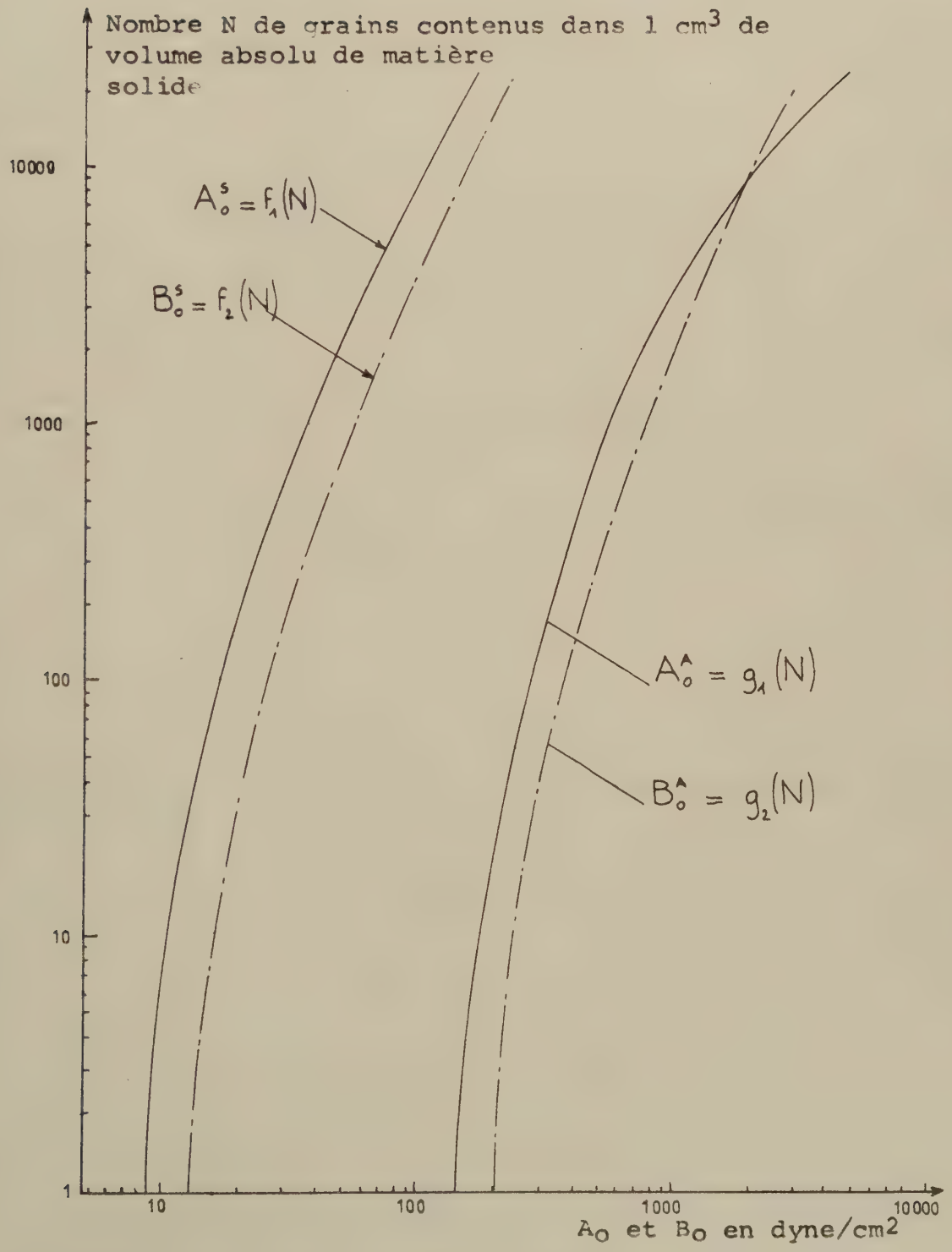


FIGURE XII-6

INFLUENCE DU NOMBRE SPECIFIQUE SUR ξ_N ET ζ_N

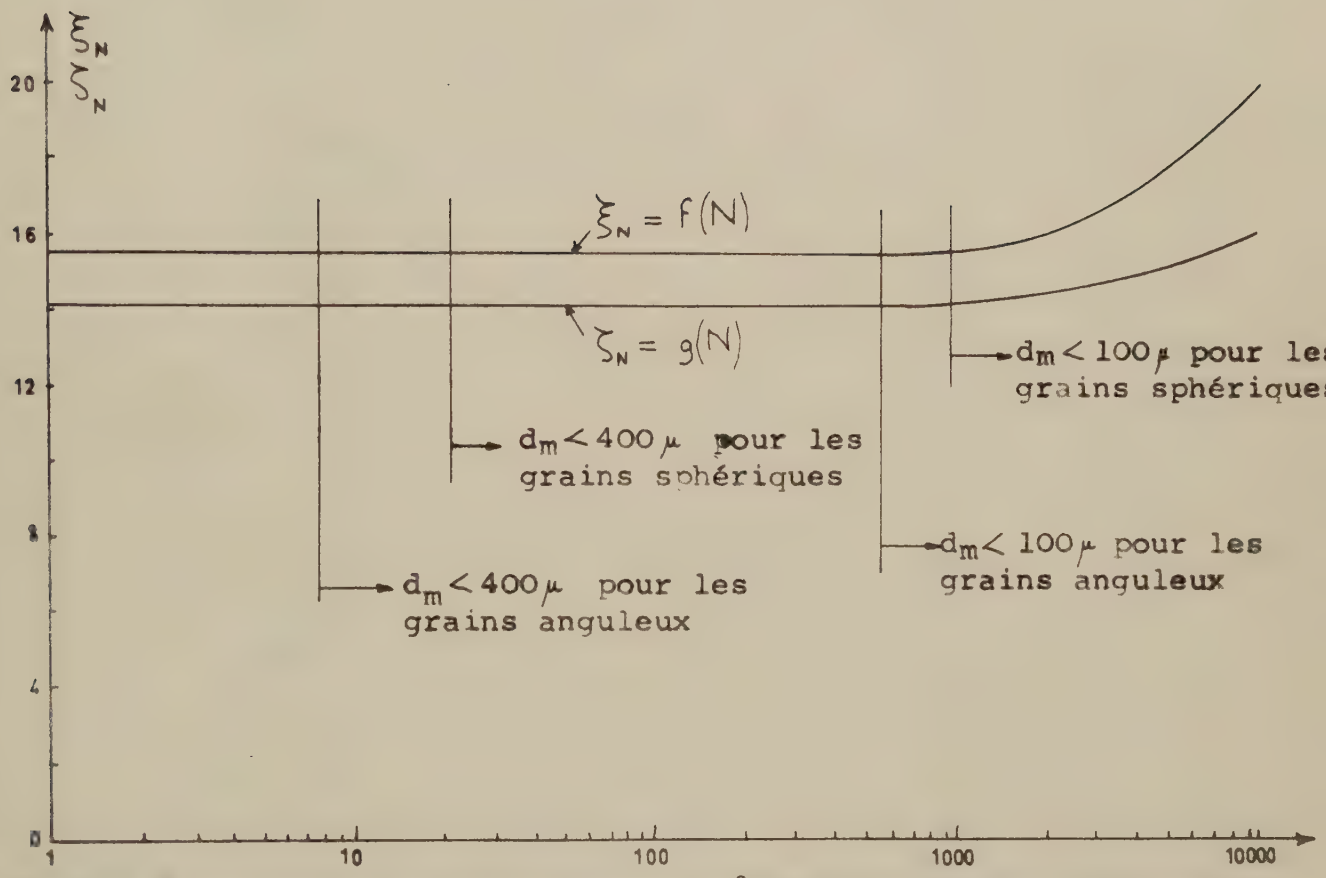


FIGURE XII-7

INFLUENCE DE LA DIMENSION DES GRAINS SUR A_o^s

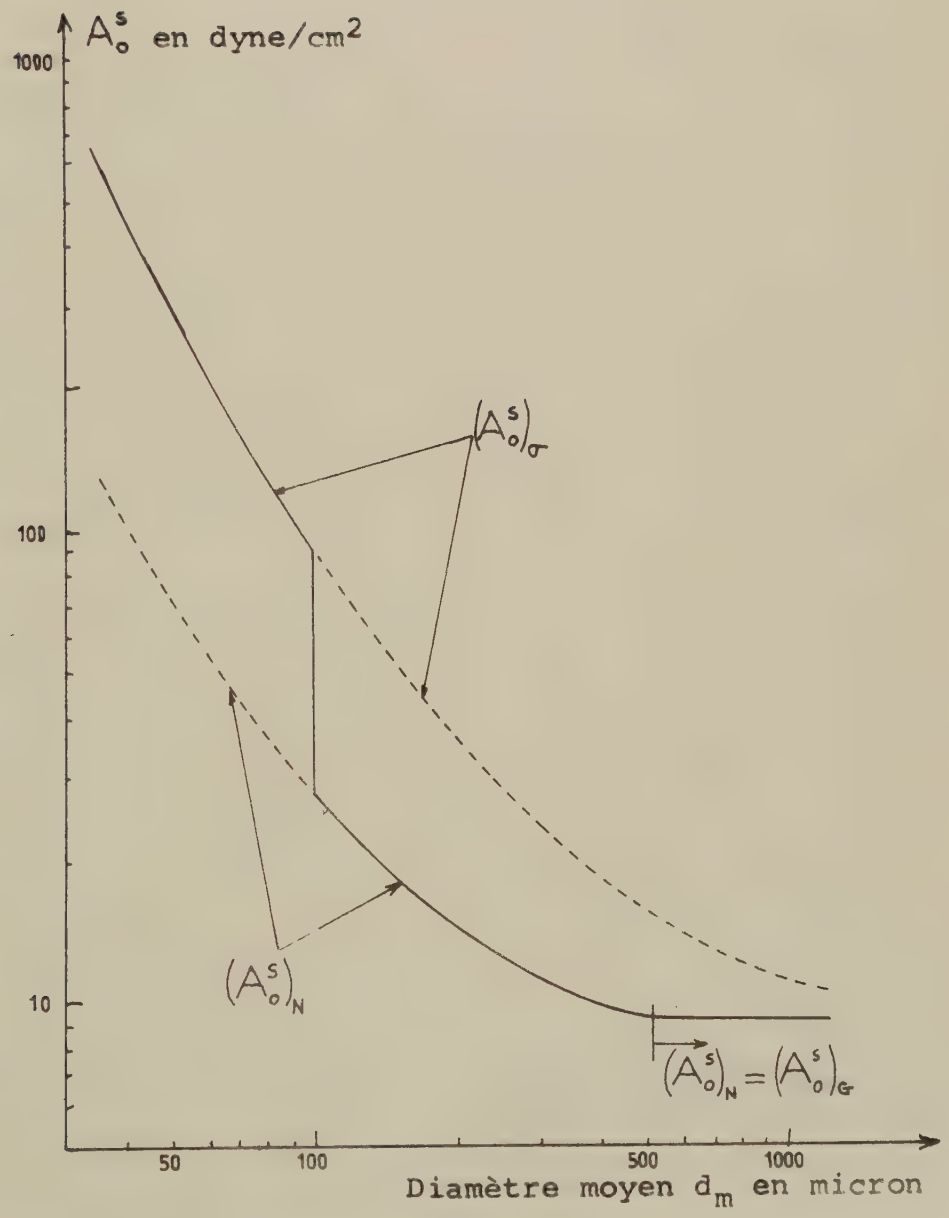


FIGURE XII-8

INFLUENCE DE LA DIMENSION DES GRAINS SUR B_o^s

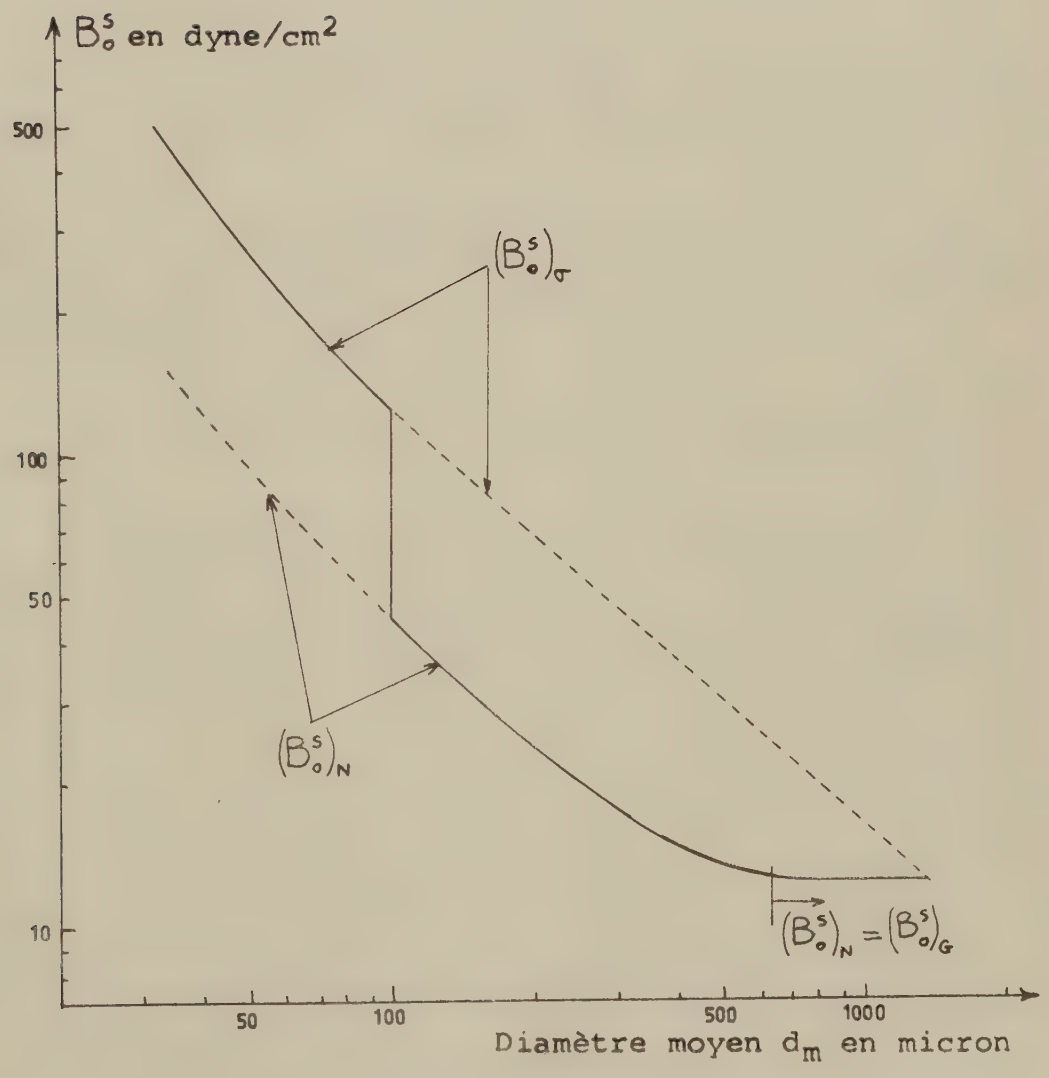


FIGURE XII-9

représentatives des variations de $(B_o^S)_\sigma$ et de $(B_o^S)_N$ en fonction de d_m et nous pouvons en tirer les mêmes conclusions.

4°) On voit, sur les courbes des figures XII-8 et XII-9 que pour $d_m > 400\mu$, $(A_o^S)_N$ et $(B_o^S)_N$ demeurent constants. Par conséquent et en vertu de la remarque 2°), les équations XII-3 et XII-4 ne sont qu'un cas particulier des équations XII-7 et XII-8.

XII -5. CONCLUSION.

La forme des particules joue un rôle très important dans la viscosité des mortiers car elle intervient en suivant une loi exponentielle.

De plus la présente étude permet de compléter l'interprétation des résultats obtenus dans le chapitre précédent. Nous avons ainsi mis en évidence que le rôle joué par les particules solides dans la viscosité des mortiers est le résultat de deux effets :

- un effet de surface, caractérisé par la surface spécifique, pour les particules de faible dimension,

- un effet de nombre, caractérisé par le nombre spécifique, pour les particules de grande dimension.

Ces effets dépendent de la granulométrie et de la forme des particules, puisque surface et nombre spécifiques sont fonction de ces deux facteurs.

CHAPITRE XIII

EXISTENCE D'AUTRES FACTEURS, LIES A LA NATURE DES GRANULATS NOTAMMENT, INTERVENANT SUR LA VISCOSITE DES MORTIERS

Il est vraisemblable que la nature des granulats intervient sur les propriétés rhéologiques du mortier frais, non seulement par la forme qu'elle confère aux particules, mais également par l'état de surface et la masse volumique notamment.

L'étude que nous rapportons ici est incomplète, car nous nous sommes heurté à des difficultés techniques importantes. Nous nous sommes borné à démontrer l'existence de l'influence de la nature des granulats sur les coefficients α_S et β_S mentionnés au paragraphe XII-3.

XIII-1. METHODE EMPLOYEE.

Nous avons vu (cf. § XII-3) que les coefficients α et β pouvaient se mettre sous la forme $\alpha = \lambda\alpha_S$ et $\beta = \mu\beta_S$, α_S et β_S étant des constantes pour un granulat de nature minéralogique donnée. λ et μ, valeurs déterminées par un processus rhéologique, sont des coefficients qui dépendent exclusivement de la forme des particules.

Le coefficient de forme de LOUDON ψ_L (cf. § XII-4-3) étant déterminé par un processus rhéologique -puisqu'il fait intervenir le diamètre de STOKES des particules- il est logique de penser qu'il est le plus apte à caractériser la forme des grains dans la présente étude. Nous avons donc posé, comme hypothèse, que λ et μ étaient fonction de ψ_L.

Les mesures effectuées au viscosimètre permettent de déterminer α et β. Le calcul de λ et μ, pour un matériau donné, nécessite donc la connaissance de α_S et de β_S ; or, nous n'avons pu déterminer ces deux derniers coefficients que pour le verre.

Si on suppose, a priori, que α_S et β_S sont des constantes, indépendantes de la nature du granulat, on peut alors calculer λ et μ pour n'importe quel corps ; mais, en vertu de l'hypothèse formulée plus haut, on doit avoir une corrélation entre λ et ψ_L d'une part et

entre μ et ψ_L d'autre part. Si on ne trouve pas cette corrélation, c'est que α_S et β_S dépendent effectivement de la nature du granulat.

Nous avons cherché à établir cette corrélation en utilisant de la calcite, du feldspath orthose et des ciments CPA 400 et CLK 325 ; les caractéristiques granulométriques de ces divers matériaux sont données sur la figure VI-1. Nous avons également employé de l'anhydrite, de la barytine, du basalte, de la fluorine, du quartz et de la rhyolite ; les caractéristiques granulométriques de ces divers matériaux sont données sur la figure XIII-1.

XIII-2. CALCUL DES COEFFICIENTS.

XIII-2-1. Calcul du coefficient de forme de LOUDON.

Les différentes courbes granulométriques ont été tracées par élutriation ou par sédimentation ; les diamètres portés en abscisses sont donc les diamètres de STOKES des particules. Par la méthode de LEZY (12)[b], on peut calculer la surface spécifique σ_S d'une poudre composée de grains sphériques dont les diamètres sont répartis de la même façon que les diamètres de STOKES des grains anguleux.

Par la méthode de Blaine, nous avons mesuré la surface spécifique σ_A des poudres composées de grains anguleux (cf. § XI-2-1).

Pour un matériau déterminé, on peut alors calculer le coefficient :

$$\psi_L = \frac{\sigma_A}{\sigma_S} \quad \text{(cf. § XII-4-3).}$$

XIII-2-2. Calcul des coefficients λ et μ.

A l'aide des courbes des figures X-1, X-2, X-3, X-4, X-5, X-6, X-7 et X-8, on calcule les coefficients α et β (pour $\dot{\varepsilon} = 10s^{-1}$) relatifs à la calcite, au feldspath orthose, au CPA 400 et au CLK 325.

Pour l'anhydrite, la barytine, le basalte, la fluorine, le quartz et la rhyolite, nous avons tracé expérimentalement les courbes $\tau_o = f(C)$ et $\tau = g(C)$ pour $\dot{\varepsilon} = 10s^{-1}$ (figures XIII-2, XIII-3, XIII-4, XIII-5, XIII-6 et XIII-7).

A l'aide de ces courbes, on peut déterminer les coefficients α et β de ces divers matériaux. Pour chaque corps, on calcule :

COURBES GRANULOMETRIQUES

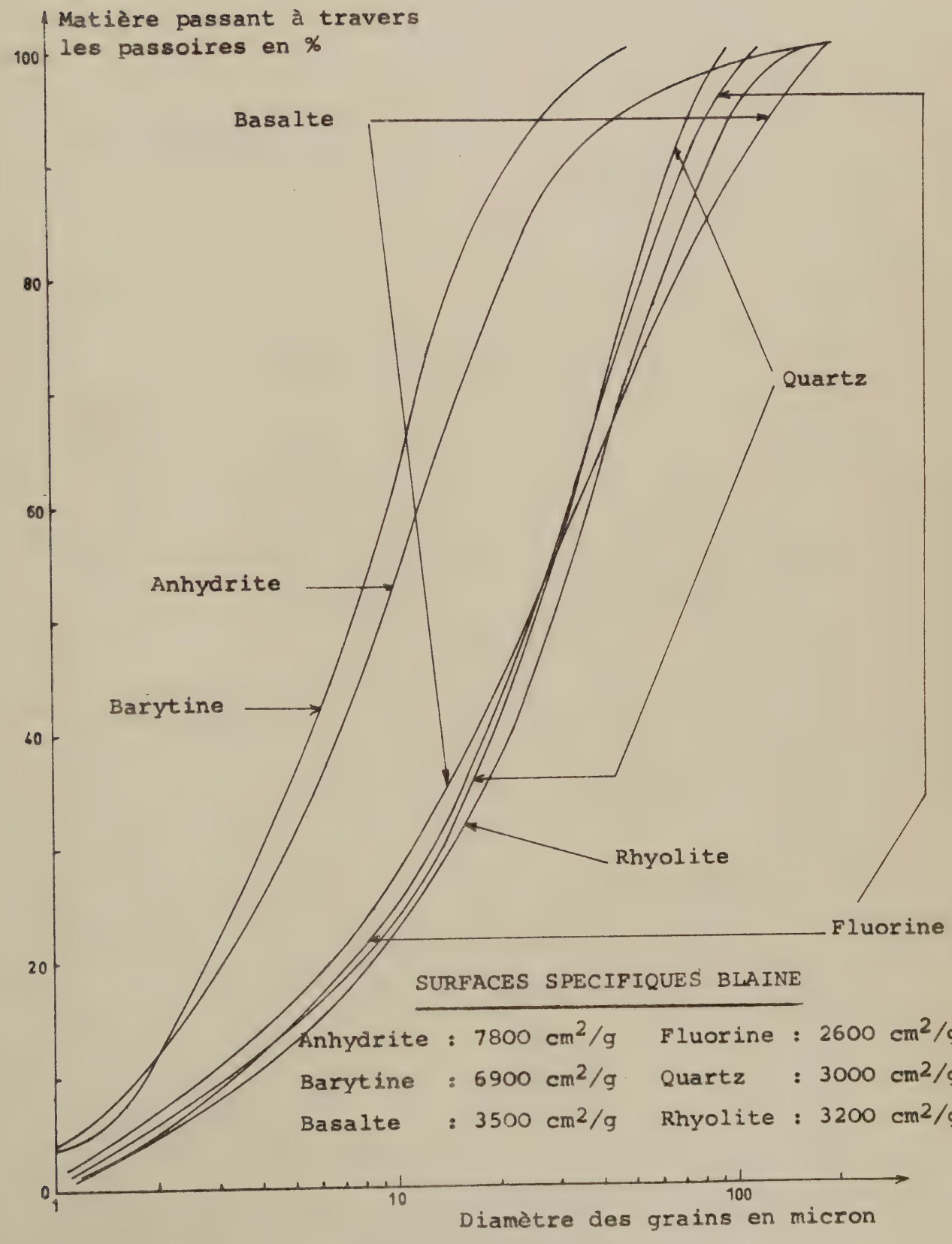


FIGURE XIII-1

COURBES $\tau_o = f(C)$ ET $\tau = g(C)$

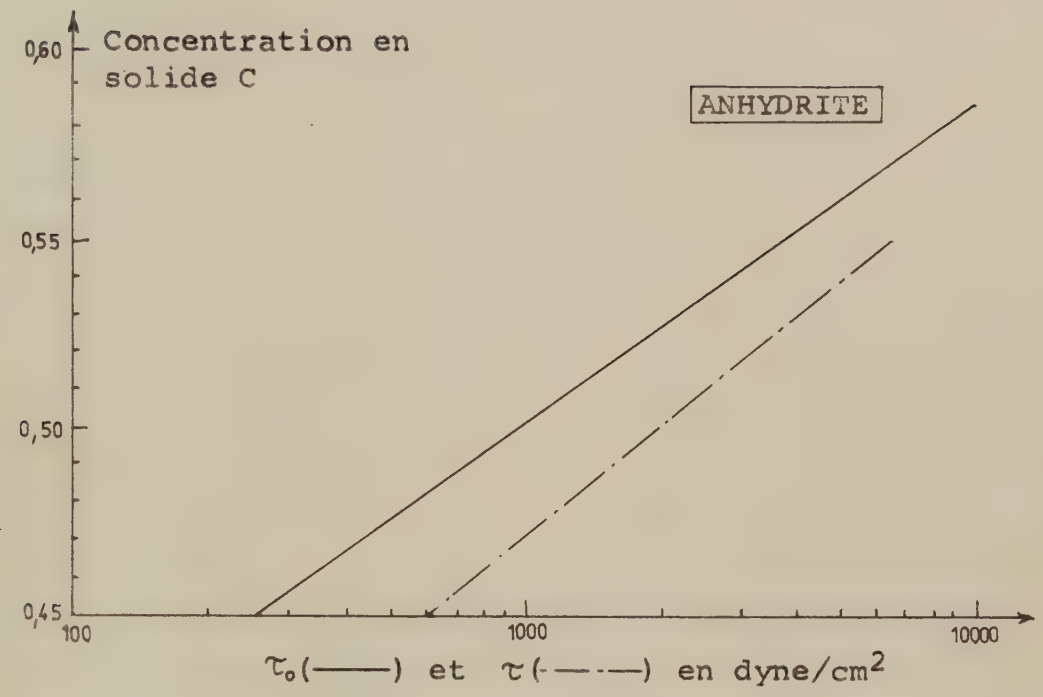


FIGURE XIII-2

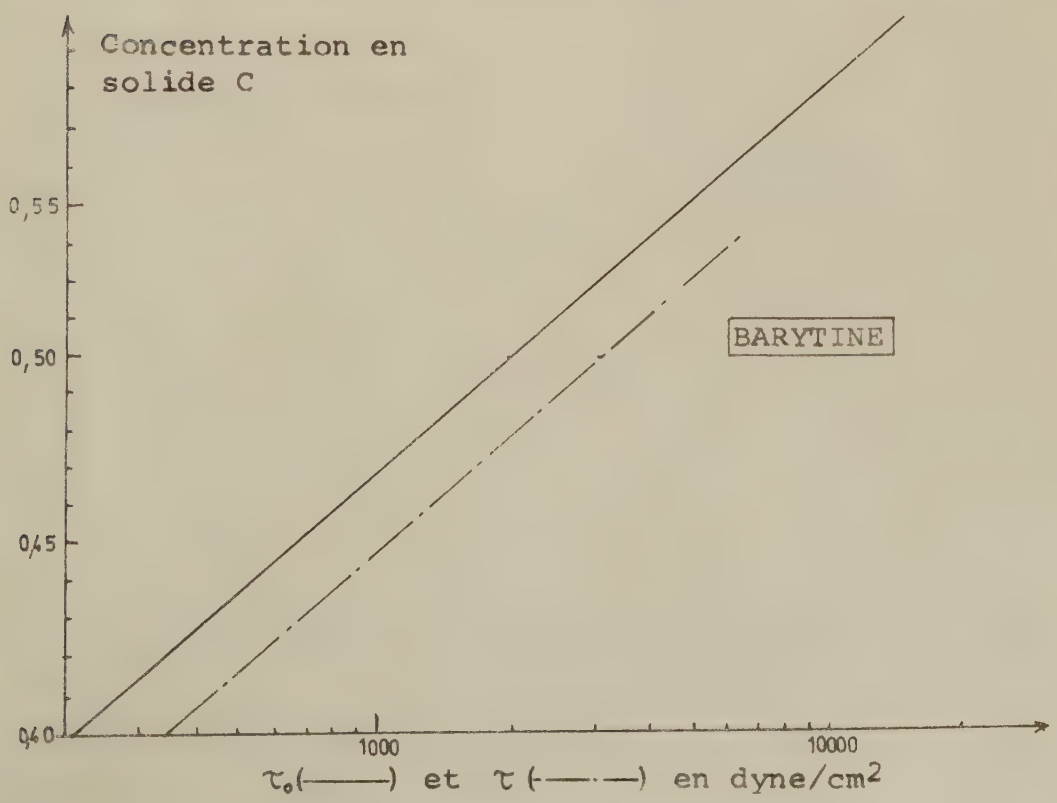


FIGURE XIII-3

COURBES $\tau_o = f(C)$ ET $\tau = g(C)$

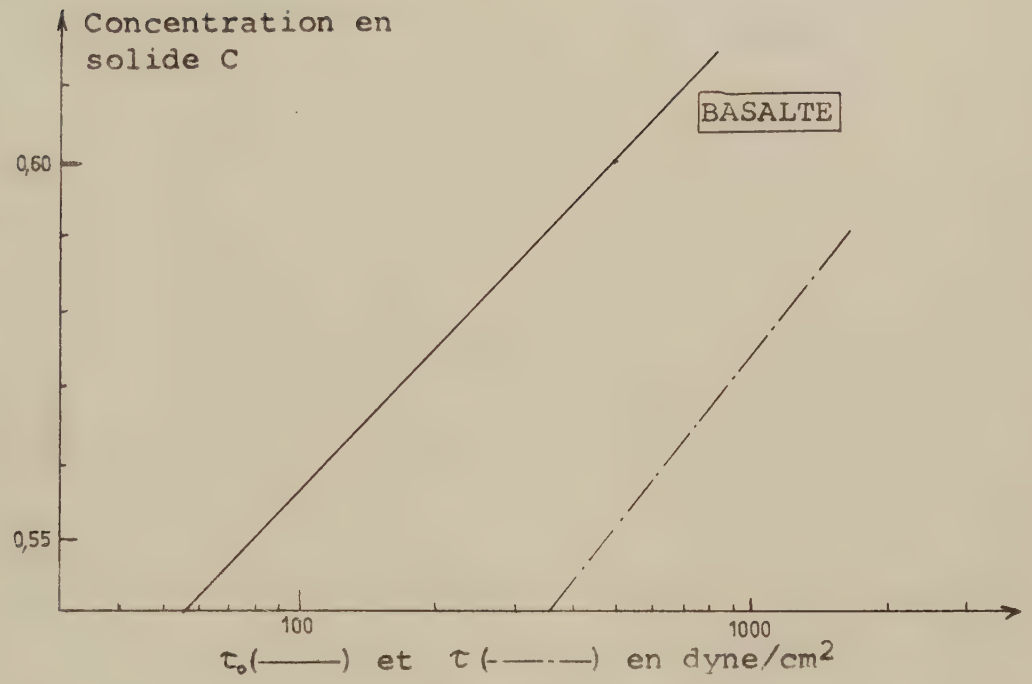


FIGURE XIII-4

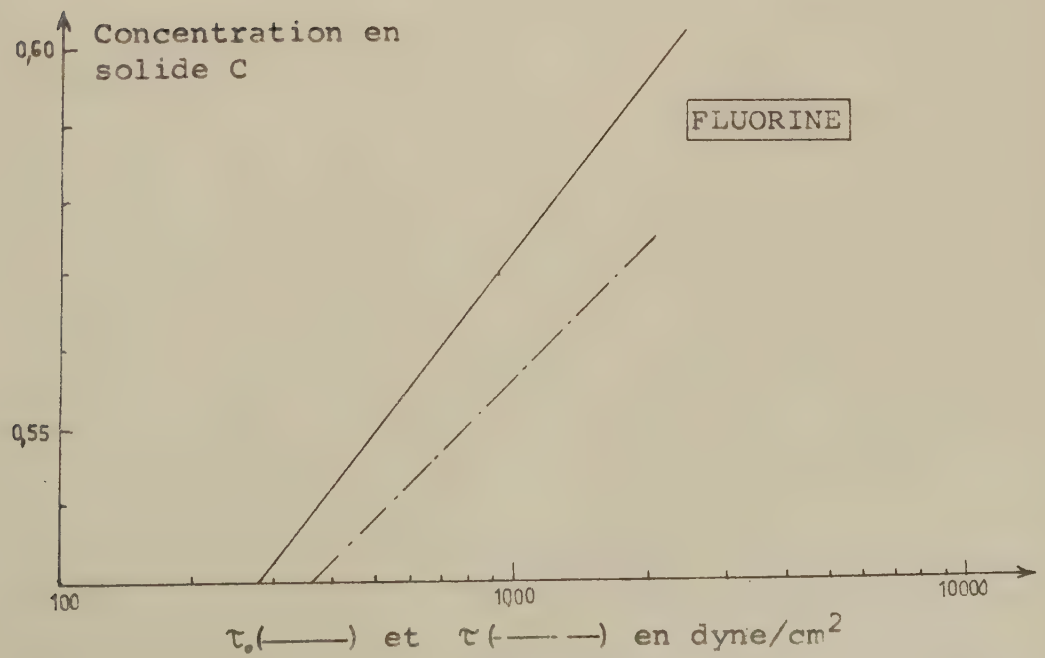


FIGURE XIII-5

COURBES $\tau_o = f(C)$ ET $\tau = g(C)$

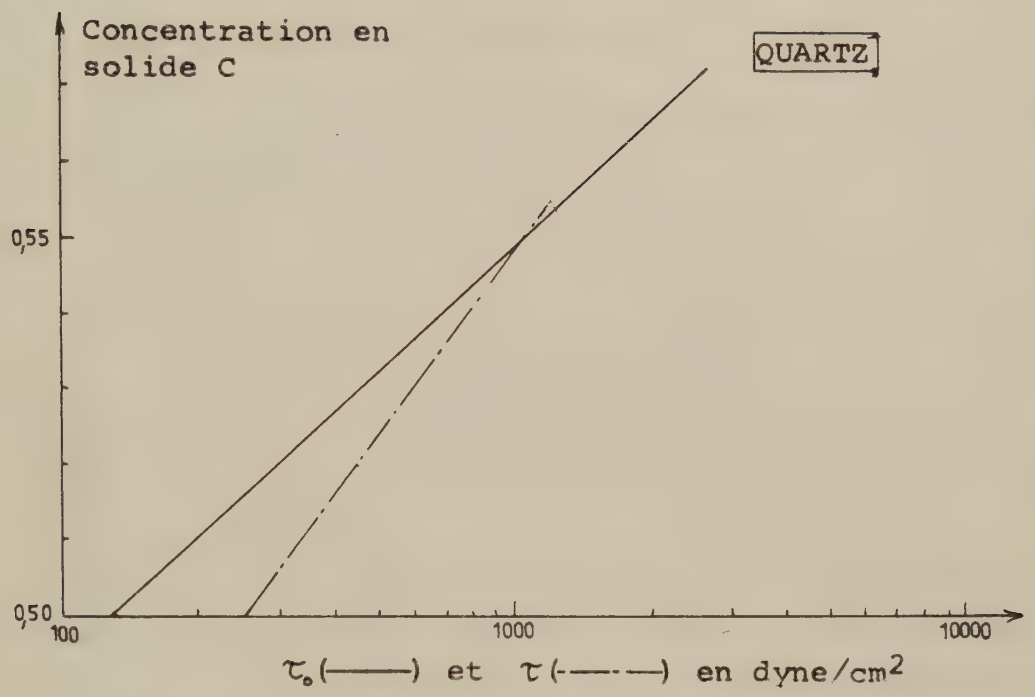


FIGURE XIII-6

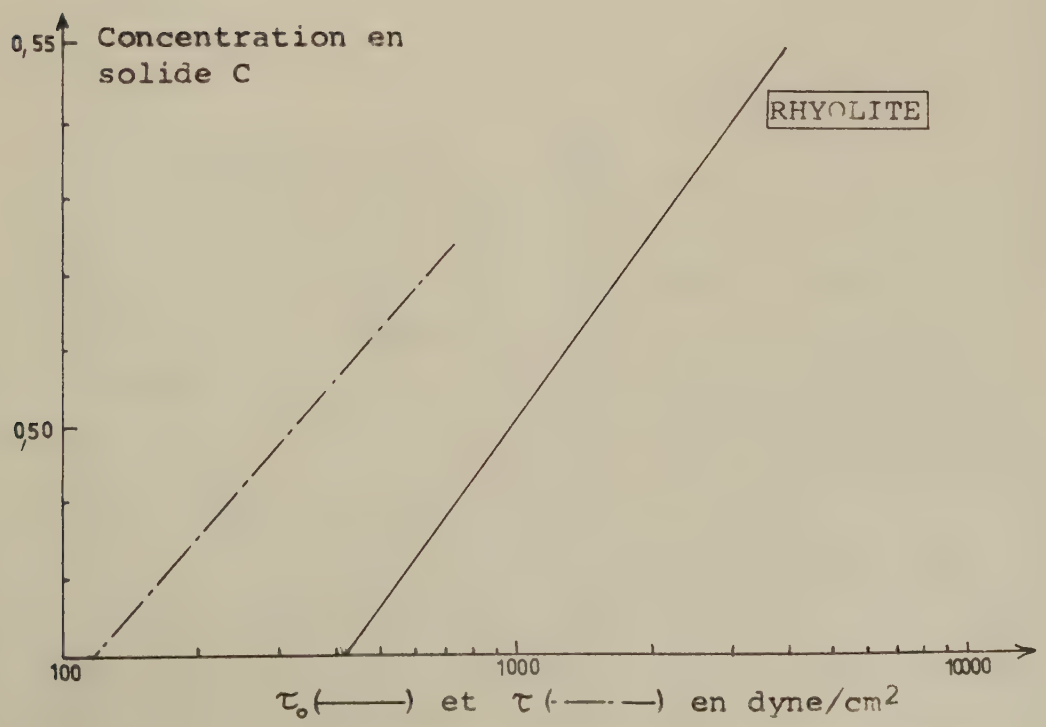


FIGURE XIII-7

$$\lambda = \frac{\alpha}{\alpha_S} = \frac{\alpha}{23} \quad \text{et} \quad \mu = \frac{\beta}{\beta_S} = \frac{\beta}{19} .$$

XIII-3. RESULTATS ET INTERPRETATION.

Le tableau XIII-1 donne les valeurs de ψ_L, λ et μ pour les différents matériaux.

- Tableau XIII-1 -

Matériau	Surface spécifique BLAINE en cm^2/cm^3	Surface spécifique LEZY en cm^2/cm^3	ψ_L	λ	μ
à grains sphériques			1	1	1
Anhydrite	22700	12400	1,83	1,16	1,24
Barytine	30400	13200	2,30	0,95	1,16
Basalte	10400	6100	1,70	1,28	1,90
Calcite	9600	6600	1,45	1,20	1,25
CLK 325	13000	10600	1,23	1,08	1,27
CPA 400	10200	6800	1,50	1,20	1,15
Fluorine	8000	5500	1,45	1,40	2,06
Orthose	9750	8100	1,20	1,26	1,30
Quartz	8000	5800	1,38	1,80	1,44
Rhyolite	7700	5400	1,42	1,21	1,79

Nous avons procédé à une étude statistique de la liaison existant entre les variables (ψ_L, λ) d'une part et (ψ_L, μ) d'autre part.

Pour ce faire, nous avons utilisé le coefficient de corrélation dont l'expression est, pour un couple (x, y) (19) :

$$\rho_{x,y} = \frac{\sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\left[\sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})^2\right]\left[\sum_{i=1}^{n} (y_i - \bar{y})^2\right]}}$$

avec $\bar{x} = \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i}{n}$ et $\bar{y} = \sum_{i=1}^{n} \frac{y_i}{n}$.

Nous avons obtenu :

$$\rho_{\psi_L,\lambda} = -0,20 \quad \text{et} \quad \rho_{\psi_L,\mu} = 0,06.$$

Nous avons alors testé l'hypothèse nulle :

H_o : $\rho_{x,y} = 0$, contre l'alternative :

H_1 : $\rho_{x,y} \neq 0$.

Dans chaque cas, pour un seuil de signification $\alpha = 0,05$, le test est non significatif. Nous n'avons donc aucune raison de rejeter l'hypothèse nulle H_o, donc aucune raison de penser qu'on puisse formuler une relation liant les variables (ψ_L,λ) d'une part et (ψ_L,λ) d'autre part.

XIII-4. CONCLUSION.

En vertu de l'hypothèse concernant la corrélation entre (ψ_L,λ) d'une part et (ψ_L,μ) d'autre part et suivant le résultat de l'étude statistique, nous pouvons dire que les coefficients α_S et β_S dépendent de la nature minéralogique des granulats.

Pour déterminer l'influence de cette dernière sur α_S et β_S, il aurait fallu disposer de sables provenant de matériaux différents par leur nature minéralogique et présentant, dans toutes les granulométries, des grains de forme sphérique. Nous avons tenté d'arrondir des granulats de calcite par usure mécanique dans de la poudre de corindon et par attaque chimique ménagée à l'acide chlorhydrique dilué ; nous n'avons réussi qu'à user les angles vifs et, au mieux, à ovaliser certaines particules ; mais, l'obtention de grains sphériques en grande quantité, comparables aux billes de verre, s'est avérée impossible, surtout pour des diamètres inférieurs à 100µ. La dépendance entre α_S, β_S et la nature des granulats reste donc, dans l'état actuel de nos connaissances, à préciser.

CONCLUSION

Le but essentiel de ce travail était de contribuer à dégager de l'empirisme actuel l'étude rhéologique du mortier frais. Il fallait donc déterminer l'équation rhéologique d'état de ce matériau (ou sa courbe d'écoulement qui en est la traduction graphique).

Pour cela, nous avons mis au point un appareil permettant de tracer les courbes d'écoulement des mortiers frais soit au repos, soit sous vibration. Cet instrument est essentiellement constitué par un viscosimètre à cylindre tournant dans un milieu pratiquement infini ; à chaque vitesse de rotation Ω du cylindre correspond, dans le mortier, un gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}$ et une contrainte de cisaillement τ.

L'étude théorique de l'état de contrainte, pour une vitesse de rotation donnée, montre qu'il y a une différence entre le gradient de vitesse existant réellement dans la substance et le gradient de vitesse calculé à partir de Ω et que cette différence est une fonction du temps. A partir de cette étude, nous avons pu établir que les seules caractéristiques rhéologiques des mortiers frais accessibles avec un viscosimètre à rotation sont :

- en l'absence de vibration, d'une part le seuil de cisaillement τ_o du mortier avant tout cisaillement antérieur susceptible de modifier la structure du corps (seuil de cisaillement maximum) et, d'autre part, la courbe d'écoulement (E_r) déterminée quand la structure est parvenue au maximum de destruction ;

- sous vibration, la courbe d'écoulement (E_v), pratiquement indépendante du temps.

Dans un premier temps, l'analyse de la forme des courbes d'écoulement (E_r) et (E_v) nous a permis de mettre en évidence les différents comportements rhéologiques des mortiers frais.

Nous avons tout d'abord vérifié que la vibration, pourvu qu'elle soit assez puissante, supprime le seuil de cisaillement et transforme donc un comportement visco-plastique en comportement exclusivement visqueux.

Nous avons ensuite montré que les variations de la concentration en solide C ou de la forme des grains modifient le comportement rhéologique. En effet, la concentration en solide d'un mortier frais passe par deux valeurs critiques C_i^* et C_d^* telles que, pour des granulats anguleux :

- lorsque $C \leqslant C_i^*$ le comportement est binghamien au repos et pseudo-plastique sous vibration,

- lorsque $C \geqslant C_d^*$ il est dilatant dans les deux cas,

- lorsque $C_i^* < C < C_d^*$, il est instable.

Pour des granulats sphériques ces caractères subsistent sauf, sous vibration, pour $C \leqslant C_i^*$; dans ce cas, le comportement est newtonien.

Nous avons expliqué les changements de comportement en fonction de la concentration par des modifications de la structure du squelette solide des mortiers. Nous avons montré, en effet, que l'apparition de la dilatance ($C = C_d^*$) se manifeste en même temps que celle de l'assemblage compact des particules tandis que l'instabilité ($C = C_i^*$) apparaît avec l'assemblage lâche maximum.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié la viscosité des mortiers en déterminant l'influence de la concentration en solide, de la granulométrie, de la forme et de la nature des granulats sur l'évolution du seuil de cisaillement maximum τ_o et de la courbe d'écoulement (E_V). L'étude des équations de (E_V) ayant montré qu'elles sont difficilement exploitables à cause de la complexité de leur formulation mathématique, nous avons tourné la difficulté en restreignant le champ de nos recherches. A cet effet, guidé par les applications pratiques susceptibles de découler de cette étude, nous avons choisi, parmi les caractéristiques rhéologiques :

- le seuil de cisaillement maximum τ_o des mortiers au repos,

- la contrainte de cisaillement τ des mortiers vibrés, pour un gradient de vitesse $\dot{\varepsilon}$ fixé.

Les résultats obtenus ont pu être exprimés très simplement par les relations suivantes :

$$\tau_o = A_o e^{\lambda \alpha_S (C-0,5)}$$

$$\text{et } \tau = B_o e^{\mu \beta_S (C-0,5)},$$

les coefficients λ et μ dépendant de la forme des granulats, α_S et β_S de leur nature, A_o et B_o de la granulométrie.

Il convient tout d'abord de remarquer l'analogie existant entre ces deux formules : seuil de cisaillement τ_o des mortiers au repos et contrainte de cisaillement τ des mortiers vibrés varient de la même façon en fonction des mêmes facteurs. Ceci n'était pas évident

a priori puisque ces deux grandeurs correspondent à un milieu sous deux comportements rhéologiques complètement différents. Il en résulte que des appareils d'un emploi facile mesurant le seuil de cisaillement (aiguille de VICAT, rigidimètre de L'HERMITE) peuvent donner des indications sur la viscosité des mortiers vibrés.

Un autre intérêt de ces formules, où concentration en solide, nature et forme des granulats interviennent dans l'exposant d'une expression exponentielle, est de mettre en évidence l'importance du rôle joué par ces facteurs dans la viscosité des mortiers.

Enfin, nous avons montré que la granulométrie intervient de façon différente suivant la dimension moyenne d_m des particules solides : lorsque $d_m < 100\mu$, la granulométrie agit essentiellement par l'intermédiaire de la surface spécifique, tandis que pour $d_m > 100\mu$, le nombre spécifique (nombre de grains contenus dans un volume absolu unité de matière solide) joue le rôle essentiel.

Nous espérons avoir, par cette étude, contribué à la connaissance des propriétés rhéologiques du béton frais, tant sur le plan de l'explication physique des phénomènes que sur celui de la découverte des lois qui les traduisent.

Le travail effectué est encore du domaine du laboratoire de recherches et, bien que nous n'en soyons pas aux applications de chantier, nous pensons avoir contribué à apporter les connaissances nécessaires à des développements pratiques ultérieurs.

Ainsi, les résultats de cette étude peuvent intervenir directement dans l'établissement des lois d'écoulement des pâtes crues de cimenterie, des bétons pompés dans des canalisations ou des coulis d'injection dans les gaines précontrainte.

Par ailleurs, l'influence des propriétés rhéologiques du béton frais sur sa mise en oeuvre et, par conséquent, sur les résistances mécaniques et la pérennité du béton durci est, depuis longtemps, reconnue. Nous souhaitons donc que notre étude permette de développer, dans ce domaine, des recherches ultérieures dont l'utilité pourrait être grande.

Enfin, bien que notre recherche ait été essentiellement axée sur des problèmes de Génie Civil, elle s'inscrit dans le cadre général de l'étude des propriétés rhéologiques des pâtes et des suspensions. Elle contribue donc à apporter des connaissances dans un

domaine qui tient un rôle de plus en plus important dans beaucoup de disciplines, notamment dans la recherche biologique, dans la fabrication des peintures, du papier, dans les industries minières, chimiques, alimentaires et pharmaceutiques (20).

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

(1) - J.C. MASO. La nature minéralogique des agrégats, facteur essentiel de la résistance des bétons à la rupture et à l'action du gel. Thèse. Toulouse, 1967.

(2) - S.G. BERGSTRÖM. Stable concrete mixes. Meddelanden, n° 24, Stockholm, 1951.

(3) - A.G. ERIKSSON. Development of Fluidity and Mobility Meters for Concrete Consistency Tests. Handlingar, n° 12, Stockholm, 1949.

(4) - J.P. BOMBLED. Rhéologie du Béton frais. Publication Technique n° 161, C.E.R.I.L.H., Paris, 1964.
(4)[a] : page 5
(4)[b] : page 6

(5) - GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE. Dictionnaire de Rhéologie. Annales de l'I.T.B.T.P., n° 252, Paris, 1964.

(6) - M. REINER. Rhéologie Théorique. Dunod, Paris, 1955.
(6)[a] : page 150
(6)[b] : page 146
(6)[c] : page 111
(6)[d] : page 163

(7) - J.R. VAN WAZER, J.W. LYONS, K.Y. KIM, R.E. COLWELL. Viscosity and Flow Measurement. Interscience Publishers, Londres, 1963, page 68.

(8) - A.A. NESSIM, R.L. WAJDA. Magazine of Concrete Research, Volume 17, n° 51, juin 1965.

(9) - R. L'HERMITE. Idées actuelles sur la Technologie du Béton. I.T.B.T.P., Paris, 1955, page 59.

(10) - W.L. WILKINSON. Non-newtonian Fluids. Pergamon Press, Londres, 1960.
(10)[a] : page 4
(10)[b] : page 5

(11) - ESSAI PROCTOR. Modes opératoires du L.C.P.C. Dunod, Paris, 1966.

(12) - M. DURIEZ, J. ARRAMBIDE. Nouveau Traité de Matériaux de Construction. 1, Dunod, Paris, 1961.
(12)[a] : page 153
(12)[b] : page 243

(13) - A.R. VON HIPPEL. Dielectrics and Waves. John Wiley, Londres, 1962, page 231.

(14) - C.C. MILL. Rheology of disperse systems. Pergamon Press, New-York, 1959, page 120.

(15) - H. GREEN, A.B. ROBERTS. Magazine of Concrete Research, volume 15, n° 44, juillet 1963.

(16) - F.R. EIRICH. Rheology. 3, Academic Press, Londres, 1960, page 189.

(17) - B. PERSOZ. Introduction à l'Etude de la Rhéologie. Dunod, Paris, 1960, page 127.

(18) - T.C. POWERS. The Properties of Fresh Concrete. John Wiley, New-York, 1968, page 16.

(19) - M.G. KENDALL, A. STUART. The advanced Theory of Statistics. Volume 2, Griffin.

(20) - C. THIRRIOT, D. AMOROS. Les Fluides non-newtoniens dans le Contexte Industriel Français. Cahiers du Groupe Français de Rhéologie, n° spécial, novembre 1970.

LABORATOIRE DE L'INSTITUT DE GEOTECHNIQUE
DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES
DE TOULOUSE
DEPARTEMENT DE GENIE CIVIL

Autorisation de soutenance
accordée.
TOULOUSE, le 9 MARS 1971

P/Le Président :
Le Vice-Président,

F. MATHIS